www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

4e JAARGANG NUMMER 7 JULI 1939

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

VERLICHTING MET LIJNVORMIGE LICHTBRONNEN

door N. A. HALBERTSMA en G. P. ITTMANN.

535.241:628.93

In dit artikel wordt besproken, waarin de verlichting door lijnvormige lichtbronnen zich onderscheidt van die door de gebruikelijke lichtbronnen, welke gewoonlijk als puntvormig worden beschouwd. Het verloop der verlichtingssterkte door een lijnvormige lichtbron van eindige lengte, geleverd op een vlak daaraan evenwijdig resp. loodrecht er op, wordt behandeld. Tenslotte wordt het zeer verschillend aspect besproken van schaduwen en weerkaatsingen bij lijnvormige voorwerpen, die worden verlicht door lijnvormige lichtbronnen, die er mee evenwijdig zijn, resp. loodrecht erop staan.

Puntvormige en lijnvormige lichtbronnen

De belangrijke ontwikkeling, die de buisvormige lichtbronnen in de laatste jaren hebben doorgemaakt, in het bijzonder die der gasontladingslampen, doet verwachten, dat zij in steeds toenemende mate voor verlichtingsdoeleinden zullen worden gebruikt. Het is daarom van belang er op te wijzen, dat het in de verlichtingstechniek zoo veel gebruikte begrip „lichtsterkte" eigenlijk ten nauwste samenhangt met onze voorstelling van een zg. puntvormige lichtbron. Hoe toch wordt de lichtsterkte I ingevoerd? De lichtsterkte van een lichtbron in een bepaalde richting is vastgelegd als de lichtstroom dF, die uittreedt in een kleine ruimtehoek rondom die richting, gedeeld door deze ruimtehoek $d\omega$, dus:

$$I = \frac{dF}{d\omega} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Teneinde exact met deze definitie te kunnen werken is het eigenlijk noodig, dat de stralen alle van eenzelfde punt uitgaan, maar voor de practijk is deze ideale situatie reeds voldoende benaderd, als wij te maken hebben met een klein lichtgevend lichaam, zooals bijv. het kogeltje van een wolfraambooglamp. Op voldoend groote afstand vindt de lichtuitbreiding plaats over concentrische bollen, terwijl tevens de lichtverdeeling over de ruimterichtingen een volkomen bolvormige symmetrie vertoont. Door iedere concentrische bol gaat dan een lichtstroom van F lumen; de lichtsterkte is dus in alle richtingen:

$$I = \frac{F}{4\pi} \text{ kaars} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Door 1 cm² van een vlak loodrecht op de straal op een afstand van r cm gaat de lichtstroom $F/4\pi r^2$; de verlichtingssterkte E is daar dan:

$$E = \frac{F}{4\pi r^2}\ 10^4 \text{ lux} \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

Voor een dergelijk lichtend punt ziet men dus onmiddellijk, dat de verlichtingssterkte gelijk wordt aan 10^4 maal de lichtsterkte in de beschouwde richting gedeeld door het kwadraat van de afstand in cm:

$$E = \frac{I}{r^2}\ 10^4 \text{ lux} \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Behalve het kleine lichtgevende lichaam met een bolsymmetrische lichtverdeeling is ook een klein lichtgevend vlakte-elementje een eenvoudig voorbeeld van een puntvormige lichtbron. De lichtsterkte is nu echter niet in alle ruimterichtingen dezelfde, maar verandert aan de ééne zijde van het vlak evenredig met de cosinus van de hoek α met de normaal op het vlakje, terwijl er naar de andere zijde van het vlakje niets wordt uitgestraald. De lichtverdeelingsfiguur bestaat nu dus uit een bol, die aan het lichtende vlakje raakt. Als de lichtsterkte loodrecht op het vlakje I_m bedraagt, dan is zij onder een hoek α derhalve

$$I = I_m \cos \alpha \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Daar wij evenals bij het lichtende punt ook bij dit

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

lichtende vlakte-element weer mogen onderstellen, dat de lichtuitbreiding geschiedt over concentrische bollen, dwz. volgens rechte lijnen vanuit één punt, wordt de verlichtingssterkte E weer omgekeerd evenredig met het kwadraat van de afstand volgens formule (4). Een dergelijk geval van een puntvormige lichtbron, die slechts naar één zijde licht uitstraalt met een volgens de wet van Lambert verloopende intensiteit (formule 5), wordt zeer goed benaderd door de krater van een koolspitsbooglamp.

Bevinden wij ons vèr genoeg verwijderd van een lichtbron van willekeurige vorm en met een willekeurig over de verschillende ruimterichtingen veranderende lichtsterkte, dan mag men deze vrijwel beschouwen als een puntvormige lichtbron, waarvan nu echter de lichtverdeelingsfiguur een willekeurige vorm heeft. De lichtuitbreiding heeft weer plaats volgens concentrische bollen, zoodat voor de verlichtingssterkte nog steeds formule (4) geldt. In verband met de in de fotometrie te bereiken nauwkeurigheid is een dergelijke schematiseering van een geheel willekeurige lichtbron tot een puntvormige met een willekeurige lichtverdeeling geoorloofd voor waarnemingspunten op afstanden, die grooter zijn dan vijfmaal de grootste afmeting van de lichtbron. Heeft men niet met bijv. speciaal lijnvormige lichtbronnen te maken, dan is formule (4) zelfs voor kortere afstanden in het algemeen toch nog wel een voldoende benadering voor de wijze, waarop de lichtuitbreiding plaats vindt.

Heeft men echter te maken met lichtbronnen, die in een bepaalde richting veel grootere afmetingen hebben dan in alle andere richtingen, dan mag men die op afstanden, welke niet groot zijn ten opzichte van hun grootste afmeting, natuurlijk niet meer als puntvormig beschouwen. Op afstanden, die nog wel groot zijn ten opzichte van de dwarsafmetingen van de langgerekte lichtbron, maar toch klein ten opzichte van de hoofdafmeting, ligt het nu voor de hand de lichtbron te schematiseeren als een oneindig lange, lichtende lijn. Het karakteristieke verschil van een dergelijke lijnvormige lichtbron ten opzichte van een puntvormige bestaat wel hierin, dat de lichtuitbreiding in plaats van over concentrische bollen nu zal geschieden over coaxiale cylinders. De verlichtingssterkte E zal nu dus niet omgekeerd evenredig zijn met r^2, maar met r zelf. Voeren wij de lichtsterkte I_0 per eenheid van lengte in voor een lijnvormige lichtbron, dan kan de verlichtingssterkte in een punt voldoende dicht bij de lijnvormige lichtbron als volgt worden geschreven:

$$E = a \frac{I_0}{r} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (6)$$

Teneinde de numerieke coëfficient a nader vast te leggen, moeten wij nu nagaan, hoe de lichtverdeelingsfiguur wordt op zulke groote afstanden van de lijnvormige lichtbron, dat zij daar wel als puntvormig mag worden behandeld.

Op groote afstand van een lijnvormige lichtbron kan men de lichtsterkte I definieeren; zij is in de lengterichting van de lichtbron practisch nul en loodrecht erop wordt zij de lengte l maal de lichtsterkte I_0 per eenheid van lengte. De verlichtingssterkte E op een loodrechte afstand $r \gg l$, gemeten in een vlak evenwijdig aan de lichtbuis, wordt derhalve:

$$E = \frac{I_0 l}{r^2} = \frac{I_m}{r^2}, \quad \cdots\cdots \quad (7)$$

waarin I_m de maximale lichtsterkte van de lijnvormige lichtbron voorstelt op een afstand, waarop zij als puntvormig kan worden behandeld. Het ligt nu voor de hand in deze theoretische beschouwingen te onderstellen, dat de lichtsterkte op groote afstand van een lijnvormige lichtbron volgens Lambert afhangt van de hoek met de normaal op de lijnvormige lichtbron (formule 5), hetgeen voor een diffuse lichtbuis ook inderdaad volkomen het geval is. De lichtverdeelingsfiguur ontstaat dan door een cirkel rakende aan de lichtende lijn rondom deze lichtende lijn te wentelen; dwz. het wordt een torus zonder gat erin. De lichtstroom, die uitgaat van een puntvormige lichtbron met een dergelijke lichtverdeeling is niet $4\pi I$, zooals volgens formule (2) zou gelden voor een uniforme lichtsterkte I, maar wordt bij een maximale lichtsterkte I_m gelijk aan $\pi^2 I_m$.

Deze lichtstroom moet nu ook vlak bij de lijnvormige lichtbron door een coaxiale cylinder naar buiten treden. Volgens formule (6) wordt die lichtstroom: $2\pi r l \cdot a \frac{I_0}{r} = 2\pi a I_m$. Daar de lichtstroom F dicht bij en ver weg dezelfde is, geldt:

$$F = 2\pi a I_m = \pi^2 I_m, \quad \cdots\cdots \quad (8)$$

waaruit volgt, dat de numerieke coëfficiënt $a = \pi/2$ moet worden genomen. Voor de verlichtingssterkte E dicht bij een lijnvormige lichtbron met een lichtsterkte I_0 per eenheid van lengte krijgen wij nu dus:

$$E = \frac{\pi}{2} \frac{I_0}{r} = 1{,}57 \frac{I_0}{r} \quad \cdots\cdots \quad (9)$$

Onderzoekt men het verloop van de verlichtingssterkte in een richting loodrecht op de buisrichting voor afstanden groot ten opzichte van de buislengte,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dan zal men formule (7) bevestigd vinden, maar op afstanden klein ten opzichte van de buislengte komen wij in het geldigheidsgebied van (9). De geleidelijke overgang hiertusschen, die zich voltrekt bij afstanden van dezelfde orde van grootte als de buislengte, is afgebeeld in *fig. 1*. Hierin is de verlichtingssterkte E uitgezet in afhankelijkheid van de loodrechte afstand r vanuit het midden (beide op logarithmische schaal) voor een lijnvormige lichtbron van 1 m lang met een lichtsterkte van 1 kaars per cm. Op een afstand van 10 m bedraagt de verlichtingssterkte inderdaad volgens formule (7) 1 lux en bij 10 cm wordt zij volgens formule (9) 1570 lux, want in die formules is de eenheid voor de verlichtingssterkte steeds 10^4 lux, indien als eenheid van lengte de cm gekozen wordt. Het

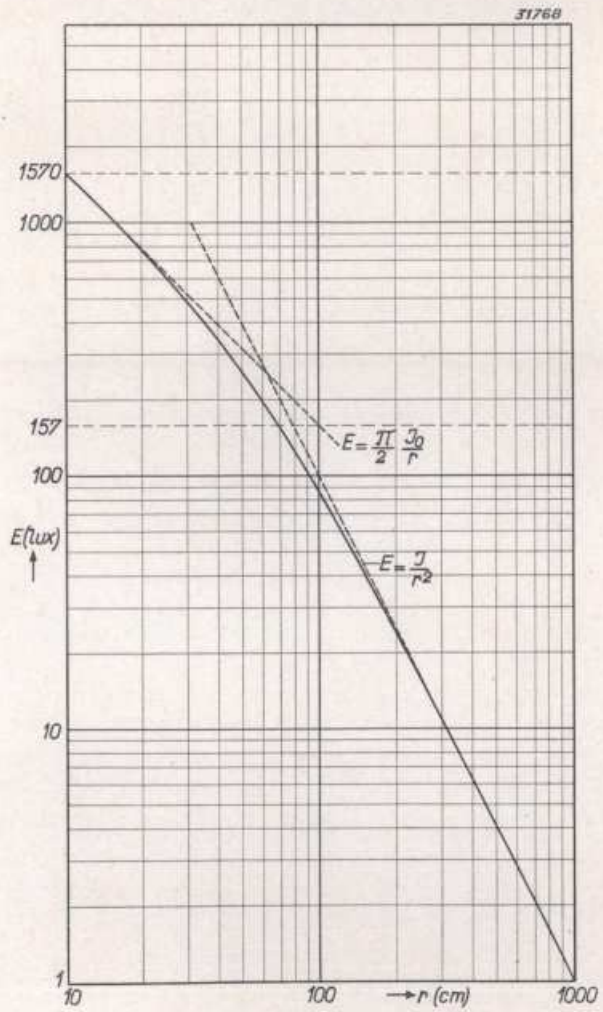


Fig. 1. Verlichtingssterkte E in lux door een lijnvormige lichtbron van 1 m lang en een lichtsterkte van 1 kaars per cm geleverd op verschillende afstanden r in cm gerekend in loodrechte richting vanuit het midden van de lichtbron. De getrokken kromme geeft het werkelijke verloop aan, terwijl de beide in het dubbel-logarithmische diagram erbij gestippelde rechten aangeven, hoe het verloop zou zijn voor de beide grensgevallen van een lichtuitbreiding over concentrische cirkels volgens formule (7), resp. over coaxiale cylinders volgens formule (9), waarbij steeds 10^4 lux de eenheid voor verlichtingssterkte was.

verloop voor de beide grensgevallen van lichtend punt (formule 7) en lichtende lijn (formule 9) werd er bij gestippeld en het werkelijke verloop

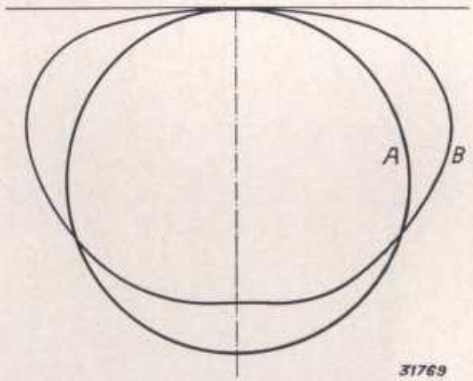


Fig. 2. De cirkel A geeft de lichtverdeeling volgens de cosinuswet van Lambert, zooals die voor een diffuus verstrooiend oppervlak optreedt en ook bij een gasontlading met veel zelfabsorptie (natriumzuil), terwijl de kromme B de lichtverdeeling weergeeft bij weinig zelfabsorptie (neonzuil).

vormt een continue overgang tusschen deze beide gestippelde rechten in het dubbel-logarithmische diagram. Wij zien, dat midden onder de lamp practisch tot op een afstand van 2,5 m, dit is tot op 2,5 maal de buislengte, de omgekeerde evenredigheid met het kwadraat van de afstand nog wel geldt, terwijl op afstanden minder dan 20 cm (dit is $^1/_5$ van de buislengte) de omgekeerde evenredigheid met de afstand zelf practisch gaat gelden.

In de practijk heeft men veelal te maken met de verlichting op afstanden van de orde van grootte van de lengte der lijnvormige lichtbronnen. Voor een juiste berekening der verlichtingssterkten is het bovendien noodig de werkelijke lichtverdeeling over de verschillende ruimterichtingen te kennen. Heeft men te maken met buizen van een of ander diffuus verstrooiend materiaal, zooals bijv. melkglas, dan verloopt de lichtverdeeling inderdaad volgens de cosinuswet van Lambert (formule 5), zooals in het voorafgaande ondersteld werd. Ook is dit wel het geval bij gasontladingsbuizen met veel zelfabsorptie, zooals bijv. een natriumzuil. Mag men echter de zelfabsorptie vrijwel verwaarloozen, zooals bijv. bij de neonzuil, dan wordt het licht uitgestraald volgens de door *fig. 2B* weergegeven verdeeling. De lichtsterkte loodrecht op de lijnvormige lichtbron is nu kleiner dan volgens de verdeeling van Lambert (*fig. 2A*) het geval zou zijn, terwijl zij in zijdelingsche richtingen grooter wordt.

Lichtverdeeling over vlakken evenwijdig aan en loodrecht op lijnvormige lichtbronnen

Gaat men de verlichtingssterkte na op een vlak evenwijdig aan een oneindig lange, lijnvormige

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

lichtbron, dan blijkt haar verloop langs alle lijnen loodrecht op de lengterichting van de lichtbron natuurlijk onderling volkomen gelijk. Door deze

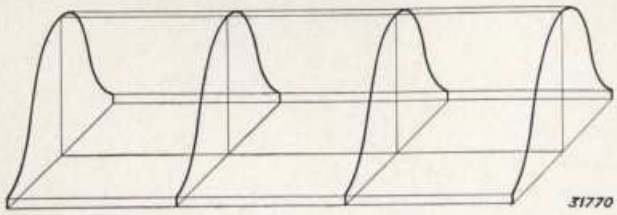


Fig. 3. Verloop van de verlichtingssterkte op een vlak evenwijzig aan een oneindig lange lichtende buis; zg. „verlichtingsgebergte".

verlichtingssterkte loodrecht op het vlak uit te zetten krijgt men een zg. verlichtingsgebergte, waarvan in dit geval alle doorsneden loodrecht op de as van de lichtbron onderling gelijk zijn (*fig. 3*). Wil men de vorm van die doorsnede berekenen, dan kan dit het eenvoudigst geschieden door gebruik te maken van de in het voorafgaande behandelde lichtuitbreiding over coaxiale cylinders. De verlichtingssterkte E in P op een vlakje loodrecht op de voerstraal r wordt dan volgens formule (9) geleverd door een lichtend lijnelementje in O, waar de lichtbron het vlak door P loodrecht op zijn as snijdt (*fig. 4*):

$$E = \frac{\pi}{2}\frac{I_0}{r} = \frac{\pi}{2}\frac{I_0}{h}\cos\alpha, \quad . \; . \quad (10)$$

waarin I_0 de lichtsterkte per eenheid van lengte voorstelt. In het horizontale vlak bij P wordt het dus:

$$E = \frac{\pi}{2}\frac{I_0}{h}\cos^2\alpha \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

Teneinde nu te komen tot de lichtverdeeling voor een lijnvormige lichtbron van eindige lengte verdeelen wij een oneindige lange lichtbron eerst eens in twee stukken. Loopt de lichtbron aan de linkerzijde nog door tot in het oneindige, dan verloopt de verlichtingssterkte vèr genoeg naar die zijde nog wel horizontaal, maar in de buurt van het rechtereinde der buis is zij gedaald en wel loodrecht onder het buiseinde juist tot op de helft van de oorspronkelijke waarde. Dit is gemakkelijk in te zien, want de weggenomen rechterhelft van de oneindig lange

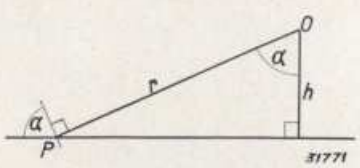


Fig. 4. In O staat een lijnvormige lichtbron loodrecht op het vlak van de teekening. h is de afstand tot een vlak, waarop de verlichtingssterkte E wordt berekend in het punt P op een afstand r van O. De hoek tusschen r en h is α.

lichtbron moet daar ter plaatse precies dezelfde bijdrage tot de verlichtingssterkte leveren als de overgebleven linkerhelft. In *fig. 5* is het verloop van de verlichtingssterkte E weergegeven langs de projectie van de lichtbron op een vlak, dat daarmee evenwijdig is. De verlichtingssterkte E_1 voor de aanwezige helft van de oneindige lange lichtbron is getrokken, terwijl de verlichtingssterkte E_2, die de verwijderde helft zou leveren, er bij is gestippeld. De som van deze beide is overal even groot. Uit symmetrie-overwegingen zijn zij elkaars spiegelbeeld ten opzichte van het vlak gaande door het uiteinde dezer buizen en loodrecht staande op hun lengterichting.

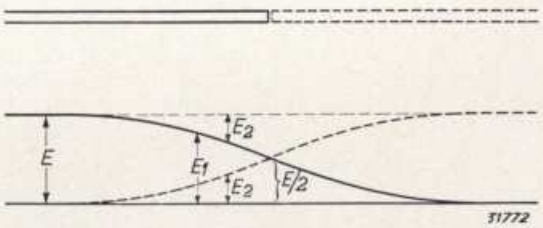


Fig. 5. Verloop van de verlichtingssterkte E, door een naar één kant oneindige lijnvormige lichtbron in de buurt van zijn uiteinde geleverd, langs zijn projectie op een vlak daarmee evenwijdig. De verlichtingssterkte, die de weggelaten helft van de oneindig lange lichtbron zou leveren is er bij gestippeld. Uit symmetrie-overwegingen volgt, dat loodrecht onder het uiteinde van de lichtbuis de verlichtingssterkte de helft is van die, welke een oneindige lange buis zou leveren.

Beschouwen wij nu eens een lijnvormige lichtbron van eindige lengte, die echter wel voldoende lang is ten opzichte van zijn doorsnede en ten opzichte van de afstand tot het verlichte vlak, dan zal de verlichtingssterkte over een flinke strook midden onder de lichtbron nagenoeg constant zijn (*fig. 6*), maar naar de uiteinden van de lichtbron neemt zij af en wel tot op ongeveer de helft loodrecht onder de eindpunten der buis. Daar de verlichtingssterkte midden onder de buis practisch niet verandert, mag men nl. wel onderstellen, dat de lijnvormige lichtbron aan de andere zijde naar het oneindige doorloopt, indien men in de buurt van het eene uiteinde de verlichtingssterkte nagaat. In fig. 6 is het verlichtingsgebergte voor een lijnvormige lichtbron van eindige lengte op een vlak, dat daarmee evenwijdig is, schematisch weergegeven. Voor nauwkeurige berekeningen der verlichtingssterkte bij lijnvormige lichtbronnen, wier resultaten in tabellen en grafieken zijn vastgelegd, kunnen wij bijv. verwijzen naar: E. L. Matthews: Das Licht **1**, 141 en 165, 1931.

Behalve met de verlichting van vlakken door daaraan evenwijdige lijnvormige lichtbronnen heeft men in de practijk ook te maken met de verlichting van vlakken door lijnvormige lichtbronnen,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

die er loodrecht op staan. Dit geval doet zich nl. voor, als er lijnvormige lichtbronnen verticaal zijn opgehangen boven een horizontaal vlak en ook bij een verticaal vlak, dat loodrecht staat op een horizontaal opgehangen lijnvormige lichtbron.

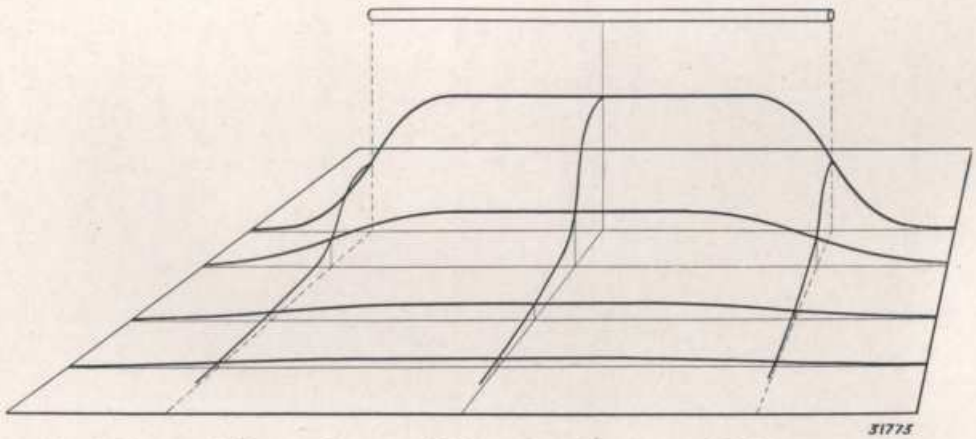


Fig. 6. Voorste helft van het „verlichtingsgebergte" voor een lichtbron van eindige lengte op een vlak, dat ermee evenwijdig is.

In *fig.* 7 is deze situatie weergegeven. Een lichtbron van de lengte L hangt met zijn ondereinde op een afstand h_1 boven het verlichte vlak en met zijn boveneinde op een afstand h_2 . O is de projectie van de verticaal opgehangen lichtbron op het horizontale vlak en wij willen nu de verlichtingssterkte op het horizontale vlak weten in een punt P op een afstand d van O gelegen. De horizontaal uitgezonden lichtsterkte is I kaars per cm en onder een hoek α met de horizon wordt zij bij een lichtverdeeling volgens Lambert: $I \cos\alpha$. Het elementje dz op de hoogte van z zal dus in P op een vlakje loodrecht op de voerstraal r volgens de lichtuitbreiding over concentrische bollen een bijdrage tot de verlichtingssterkte leveren van:

$$\frac{I\ dz}{r^2}\cos\alpha$$

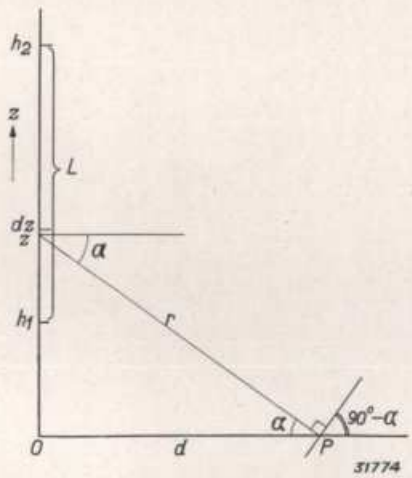


Fig. 7. Een lichtbron L hangt verticaal met zijn uiteinden op afstanden h_1 en h_2 boven het punt O. In P, dat op een afstand d vanaf O is gelegen in hetzelfde horizontale vlak, wordt de verlichtingssterkte bepaald. Een willekeurig elementje dz van de lijnvormige lichtbron ligt op een hoogte z boven O en op een afstand r van P verwijderd in een richting, die een hoek α maakt met het horizontale vlak.

en de bijdrage tot de verlichtingssterkte op het horizontale vlak wordt dus:

$$\frac{I\ dz}{r^2}\cos\alpha\cos(90^\circ-\alpha) = \frac{I\ dz}{d^2+z^2}\frac{d\cdot z}{d^2+z^2}.$$

Is I uitgedrukt in kaarsen per cm en drukken wij alle afstanden in cm uit, dan krijgen wij de verlichtingssterkte E in lux door deze bijdrage met 10^4 te vermenigvuldigen en langs de verticale lichtzuil te integreeren:

$$E = \int_{h_1}^{h_2} \frac{I\ dz\cdot d\cdot z}{(d^2+z^2)^2}\,10^4\ \text{lux}. \quad . \quad (12)$$

Dit levert een verlichtingssterkte:

$$E = \frac{I\,d}{2}\left[\frac{1}{d^2+h_1^2}-\frac{1}{d^2+h_2^2}\right]10^4\ \text{lux}. \quad (13)$$

Voor het geval, dat de lichtbron begint in het verlichte vlak, wordt $h_1 = 0$ en bedraagt dus de verlichtingssterkte:

$$E = \frac{I}{2\,d}\frac{h_2^2}{d^2+h_2^2}\,10^4\ \text{lux}. \quad . \quad . \quad (14)$$

Teneinde te beschikken over gegevens, die voor het gebruik in de practijk gemakkelijk kunnen worden gehanteerd, is het voldoende van formule (14) een tabel [1]) te maken, die voor een bepaalde lichtsterkte per cm de verlichtingssterkten bevat voor verschillende waarden van h_2 en d. Heeft men te maken met een verticale lichtbron, die pas op

[1]) Vgl. R. R. Wipple: Trans. ill. eng. Soc. **30,** 492, 1935.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

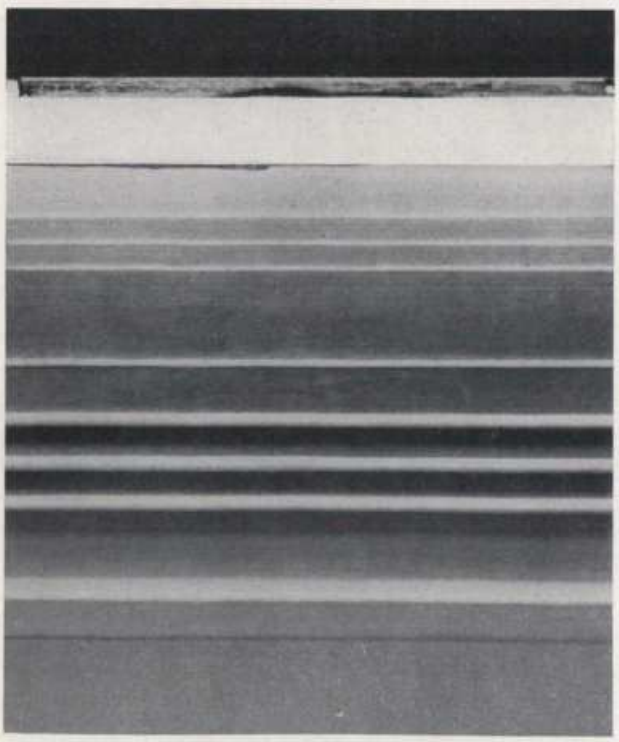
31789

Fig. 8. Het schrijvende potlood wordt ongeveer evenwijdig met een lijnvormige lichtbron gehouden, zoodat een scherpe slagschaduw ontstaat.

31790

Fig. 9. Het schrijvende potlood wordt ongeveer loodrecht op de lijnvormige lichtbron gehouden, zoodat er vrijwel geen slagschaduw optreedt.

eenige hoogte ($h_1 \neq 0$) boven het verlichte vlak begint, dan kan men eenvoudig de verlichtingssterkte, die een lichtbron van een hoogte h_1 boven het vlak zou leveren, aftrekken van de verlichtingssterkte, die een lichtbron van de hoogte h_2 levert.

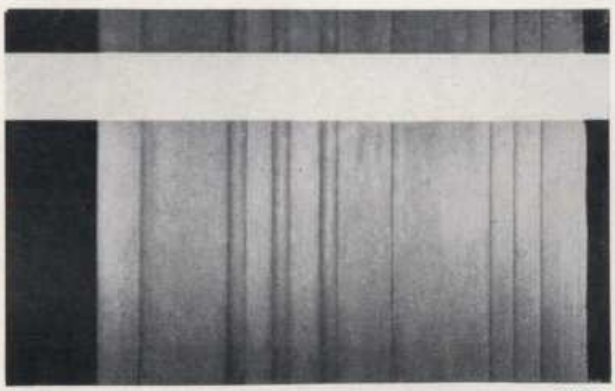


31791

Fig. 10. De lijnvormige lichtbron is evenwijdig aan de profileering aangebracht, zoodat deze mooi wordt geaccentueerd.

Schaduw en terugkaatsing bij lijnvormige lichtbronnen

Een lichtend punt levert slagschaduwen, die volkomen scherpe afbeeldingen zijn van de schaduwwerpende voorwerpen. Zijn de afmetingen der lichtbron nog voldoende klein ten opzichte van de afstand tusschen de lichtbron en het schaduwwerpende voorwerp, dan zullen de slagschaduwen slechts zeer weinig zijn verdoezeld en dit wel des te minder naarmate het schaduwvlak dichter bij het voorwerp is gelegen. Voor lichtbronnen, wier afmetingen niet in één bepaalde richting veel grooter zijn dan in alle andere, zullen de slagschaduwen afhankelijk van de onderlinge

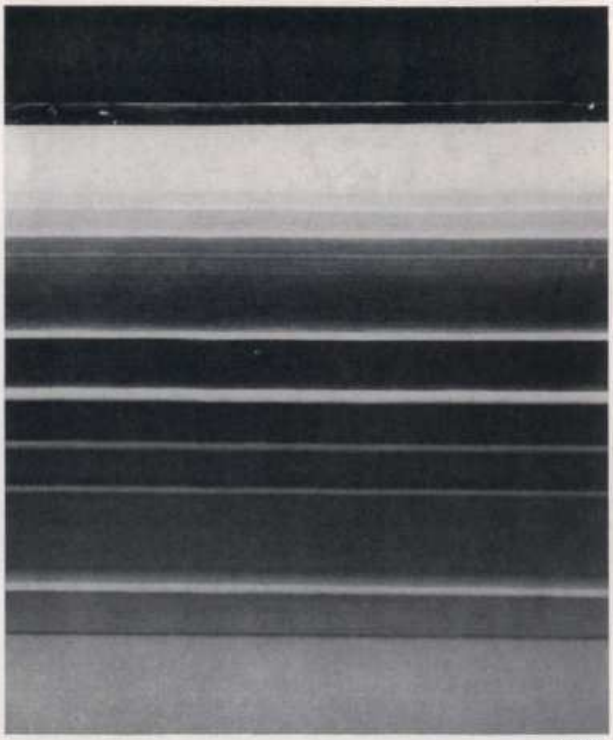


31792

Fig. 11. De profileering van het verlichte vlak staat loodrecht op de lijnvormige lichtbron en is dientengevolge vrijwel geheel verdoezeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



31793

Fig. 12. De lichtbron is nu te dicht bij het plafond en evenwijdig met de profileering geplaatst, zoodat er zeer zware en scherpe slagschaduwen ontstaan, die de plastische werking van de profielen te niet doen.

verhoudingen tusschen de afstanden van de lichtbron naar de schaduwgevende voorwerpen en naar het schaduwvlak in meer of mindere mate verdoezeld zijn, maar toch zijn zij meestal nog wel als afbeeldingen van het voorwerp te herkennen.

De situatie wordt echter anders, indien wij te maken hebben met lichtbronnen, die in één bepaalde richting veel grootere afmetingen vertoonen dan in alle andere. Als nu nl. bovendien de schaduwgevende voorwerpen in één bepaalde richting zijn uitgerekt, dan komt het er voor de aard van de slagschaduw buitengewoon op aan, of de lengterichtingen van lichtbron en schaduwwerper onderling al of niet evenwijdig loopen. Voor onderling evenwijdige, lijnvormige lichtbronnen en schaduwwerpers worden het sterk uitgesproken, scherpe slagschaduwen, terwijl er bij elkaar loodrecht kruisende lichtbron en schaduwwerper practisch geen schaduw optreedt. Dit principieele verschil wordt zeer duidelijk gedemonstreerd door de *figuren 8* en *9*, welke een met een potlood schrijvende hand weer-

31794

Fig. 13. De lichtspiegeling in glazen buizen verlicht door een lijnvormige lichtbron, die daaraan evenwijdig is, waardoor mooie lichtnuances optreden.

31795

Fig. 14. De lichtspiegeling in glazen buizen, wanneer de lijnvormige lichtbron loodrecht daarop is aangebracht, waardoor zeer storende lichtvlekken ontstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

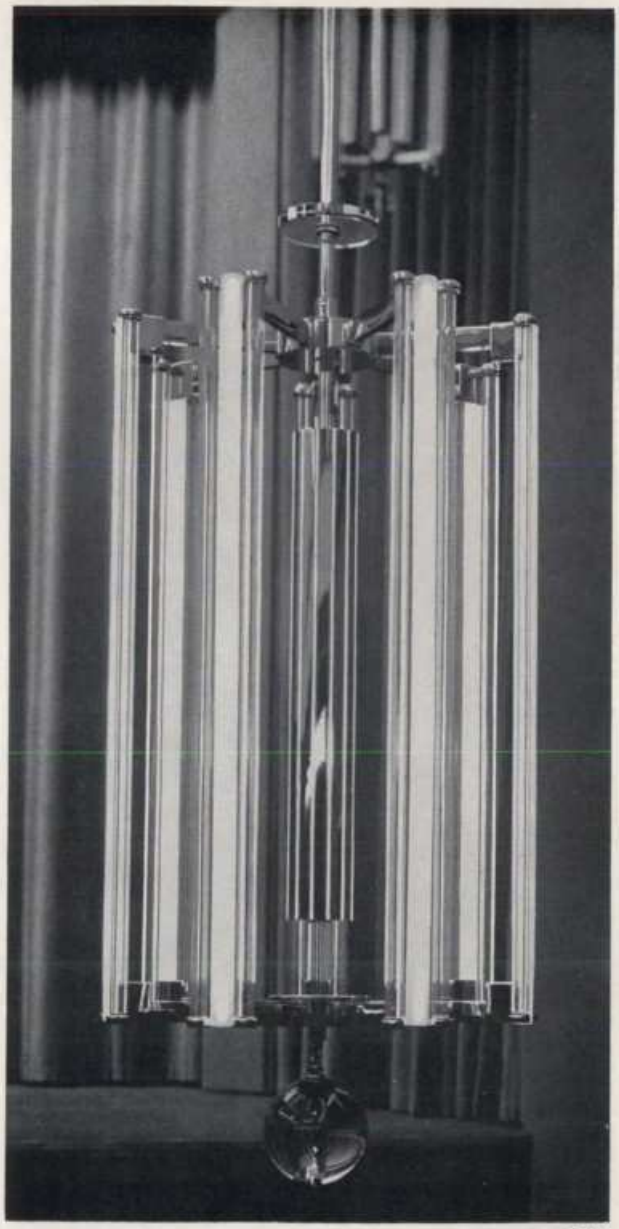
geven bij verschillende wijzen van belichting met een lijnvormige lichtbron. In fig. 8 wordt het potlood eenigszins evenwijdig met de lichtbron gehouden, terwijl het in fig. 9 daar vrijwel loodrecht op staat. Het verschil is zoo opvallend, dat het bij de evenwijdige stand wel lijkt, alsof wij met een puntvormige lichtbron te maken hadden, terwijl men bij de loodrechte stand goed kan bemerken, dat de verlichting door een uitgebreidere bron is geschied.

Moet men vlakken (bijv. plafonds), die ter versiering van een profileering zijn voorzien, met behulp van lijnvormige lichtbronnen verlichten, dan heeft men ook te maken met het aan de hand van de figuren 8 en 9 toegelichte verschijnsel, dat de richting, waarin men de lijnvormige lichtbronnen plaatst, van beslissende beteekenis wordt voor de aard der optredende slagschaduwen. De *figuren 10* en *11* toonen dit overduidelijk aan; zij geven nl. de indrukken weer, die men van eenzelfde plafond krijgen kan bij verschillende wijzen van verlichting. Bij fig. 10 is de lijnvormige lichtbron evenwijdig met de richting der profileering, zoodat deze door scherpe schaduwen wordt geaccentueerd. In fig. 11 is het effect der profileering echter geheel verdwenen, daar de lijnvormige lichtbron nu loodrecht erop is aangebracht!

Al heeft men de lichtbron wel evenwijdig met de profileering aangebracht, dan is het toch nog mogelijk, dat deze niet goed tot haar recht komt, zooals bijv. *fig. 12* ons laat zien. Hier is de lichtbron nl. te dicht bij het plafond geplaatst, zoodat er zeer zware, scherpe slagschaduwen zijn ontstaan, die de plastische werking der profielen vernietigen.

Tenslotte willen wij nog iets opmerken over het gebruik maken van de decoratieve werking van spiegelende terugkaatsing bij het toepassen van lijnvormige lichtbronnen. In de *figuren 13* en *14* is bijv. weergegeven, hoe dezelfde spiegelende glazen buizen eruit zien, wanneer zij worden verlicht door een lijnvormige lichtbron, die daaraan evenwijdig, respectievelijk loodrecht erop, is geplaatst. Terwijl men in het eerste geval mooie lichtnuances krijgt, wordt het in het tweede geval een storende lichtvlek.

Ter illustratie van het fraaie effect, dat men met spiegelende reflecties van lijnvormige lichtbronnen kan bereiken, is in *fig. 15* een verlichtingsornament afgebeeld, dat uit 7 buisvormige Philinealampen van 1 m lengte bestaat. Elk van deze lampen wordt geflankeerd door twee glazen staven, die het licht zoodanig breken en terugkaatsen, dat het den indruk maakt, alsof zij deelnemen aan de lichtuitstraling. Als middenstuk is een spiegelende metalen cylinder aangebracht, waardoor het licht der lampen eveneens wordt teruggekaatst.



21796

Fig. 15. Verlichtingsornament bestaande uit 7 buisvormige Philinea-lampen van 1 m lengte, die elk worden geflankeerd door 2 glazen staven, welke aan de lichtuitstraling schijnen deel te nemen. Door de als middenstuk gebruikte spiegelende metalen cylinder wordt het licht der lampen bovendien nog teruggekaatst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

HET MAGNETRON ALS GENERATOR VOOR ULTRA KORTE GOLVEN

621.385.16: 621.396.615.14

Een magnetron bestaat uit een gloeidraad, een cylindrische anode, die meestal in een aantal sectoren is onderverdeeld, en een homogeen magneetveld, evenwijdig aan de gloeidraad. Met een dergelijk systeem kunnen trillingen worden opgewekt, waarvan twee hoofdtypen zijn te onderscheiden:

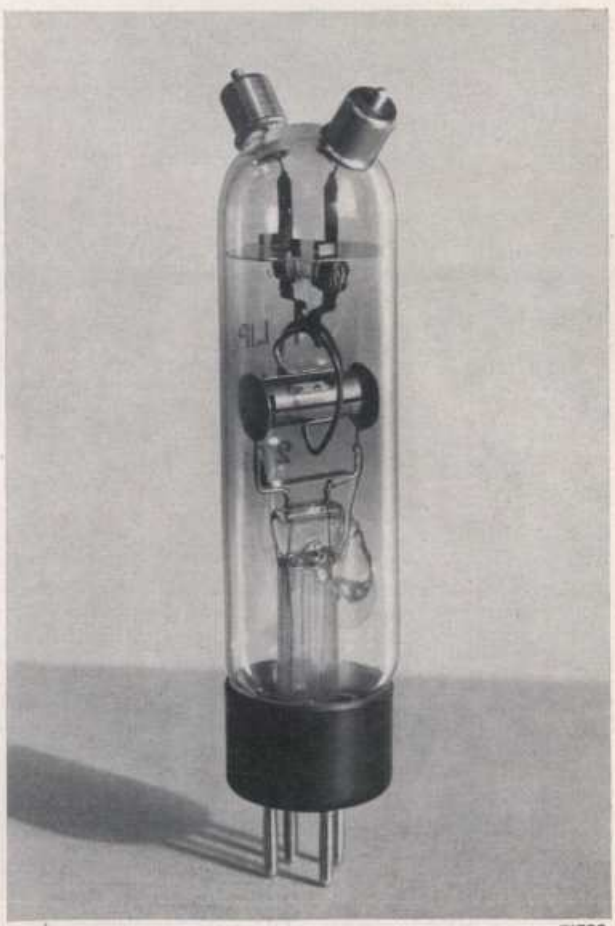
1) Trillingen met betrekkelijk lage, doch overigens willekeurige frequentie.
2) Trillingen, waarvan de frequentie bepaald is door het periodieke karakter van de electronenbeweging. Hierbij kan men dan nog onderscheid maken tusschen de tangentieele en de radiale electronenbeweging.

Bij trillingen van het onder 1) bedoelde type is de frequentie aan dezelfde begrenzingen onderhevig als in een radiobuis. Bij trillingen van het tweede type bestaat deze limiteering niet en kunnen zeer korte golven worden verkregen.

Het genereeren van ultrakorte golven met groot vermogen in zendbuizen van normale constructie wordt steeds moeilijker naarmate men de frequentie hooger kiest. Dit is vooral daaraan te wijten, dat de looptijd van de electronen in de zendbuizen van dezelfde orde van grootte wordt als de trillingstijd van de op te wekken golven. Tevens worden bij golven van bijv. enkele meters of decimeters lengte de benoodigde capaciteiten en zelfinducties van de trillingsketens zoo klein, dat de in de zendbuis en zijn toeleidingen noodzakelijk aanwezige capaciteiten en zelfinducties ongewenschte verschillen tusschen de gewenschte en de werkelijke schakeling veroorzaken. Een en ander heeft tot gevolg, dat het genereeren van steeds kortere golven met een goed rendement alleen mogelijk is, indien de afmetingen van de zendbuis ook steeds meer worden verkleind. Hierdoor nemen echter ook de spanningen, die aan de electroden mogen worden gelegd en het vermogen, dat deze electroden kunen dissipeeren, sterk af, zoodat het in het gebied der decimeter- en centimetergolven zeer moeilijk is behoorlijke groote vermogens op te wekken.

In dit gebied van golflengten, waar de looptijden van de electronen de werking van een normale zendbuis bederven, begint een geheel afwijkende generator van trillingen juist gunstige eigenschappen te verkrijgen. Bij deze generatorbuizen, magnetrons genaamd, wordt namelijk van de eindige looptijden een nuttig gebruik gemaakt door aan de electronen met behulp van een magneetveld een trillende beweging te geven, die juist in dit gebied van frequenties in resonantie kan worden gebracht met de hoogfrequente trillingen, die we willen genereeren.

Een magnetron bestaat in hoofdzaak uit een recht uitgespannen gloeidraad als kathode, een cylindrische anode en een magneet, die een homogeen veld geeft, evenwijdig aan de as. De anode-cylinder bestaat meestal uit een aantal sectoren, die door spleten, evenwijdig aan de as, van elkaar zijn gescheiden, doch ook door een magnetron zonder spleten kunnen in bepaalde gevallen trillingen worden opgewekt.



31788

Fig. 1. Een door Philips vervaardigde magnetronbuis met vier sectoren, die een vermogen van 50 W kan genereeren.

In *fig. 1* is een door Philips vervaardigde magnetronbuis met vier sectoren weergegeven, die een vermogen van 50 W kan leveren. Bij andere aantallen van sectoren ontstaan in wezen soortgelijke constructies.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

In de laatste jaren werden met behulp van magnetrons belangrijke resultaten bereikt, vooral in het gebied der decimeter- en centimetergolven. Bij golflengten van ca. 80 cm lengte kunnen vermogens van omstreeks 100 W worden opgewekt met een rendement van dezelfde orde van grootte als dat van normale zendbuizen bij omroepgolven.

De trillingsverschijnselen in een magnetron vertoonen een groote verscheidenheid en zijn geenszins in alle gevallen volledig bekend. In de meeste gevallen blijkt echter, dat men te maken heeft met één van drie betrekkelijk eenvoudige trillingsvormen. Deze zullen in dit artikel worden beschreven, waarbij telkens zal worden nagegaan hoe de electronenbeweging in staat is in een aangesloten keten een trilling te onderhouden.

Om dit te kunnen doen zijn twee voorbereidende beschouwingen noodig. Allereerst zal in het algemeen worden nagegaan, welke voorwaarden vervuld moeten zijn om een trilling te doen ontstaan en daarna zullen enkele wetmatigheden worden aangegeven van de beweging van electronen in de electrische en magnetische velden welke in het magnetron optreden.

Het opwekken van trillingen

Wij gaan uit van een zeer eenvoudig mechanisch model, nl. van een massa, hangende aan een veer (zie *fig. 2*). Wij onderstellen, dat de massa in verticale richting op en neer trilt, zoodat de spanning van de veer periodiek verandert. Wanneer het geheel aan zichzelf wordt overgelaten zal de trilling na eenige tijd ophouden. Wanneer men echter de spanning van de veer op de juiste wijze verandert door het ophangpunt plotseling iets naar boven of naar beneden te verplaatsen, zal de trilling niet uitsterven maar opslingeren, dat wil zeggen de amplitude neemt toe in plaats van af. In de bovenste kromme van *fig. 3* is aangetoond, hoe men hierbij te werk moet gaan om de amplitude van de trilling te vergrooten. Telkens wanneer de uitwijking van de trillende massa naar beneden maximaal is, geeft men aan het ophangpunt een bepaalde verplaatsing naar boven en omgekeerd, zoodat de spanning van de veer iets wordt verhoogd. Op deze wijze wordt de trillingsamplitude voortdurend grooter.

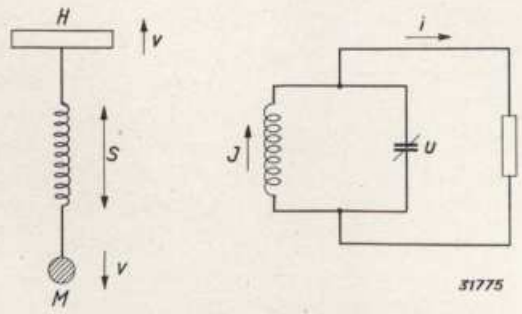


Fig. 2. Mechanisch model van een oscillator, bestaande uit een massa M, hangende aan en veer. De massa kan aan het trillen gebracht worden door een geschikte beweging van het handvat H. Het electrische analogon is een L-C-kring, die door een uitwendige keten aan het trillen wordt gebracht. De snelheid v correspondeert met de stroom i, de snelheid V met de stroom I, de spanning S van de veer met de electrische spanning U van de condensator.

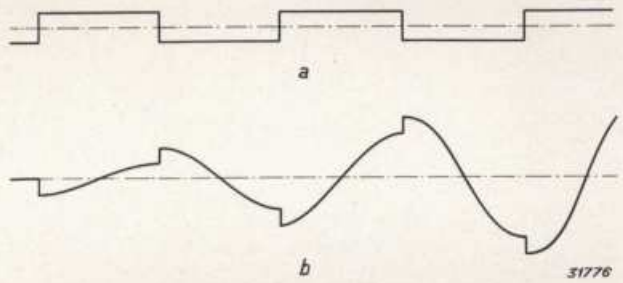


Fig. 3. a) Uitwijking van het handvat van het in fig. 2 weergegeven model als functie van de tijd.
b) Spanning van de veer als functie van de tijd.

Wij zien nu ook, waar de energie vandaan komt, die aan de trillende massa wordt toegevoerd. De arbeid die door het ophangpunt bij iedere verplaatsing wordt verricht, is gelijk aan de lengte van de verplaatsing, vermenigvuldigd met de tegengesteld gerichte spanning van de veer. Indien de beweging van het ophangpunt niet schoksgewijze geheurt, maar continu (bijv. sinusvormig), dan kan men het toegevoerde vermogen uitdrukken door het product van de snelheid van het ophangpunt en de tegengesteld gerichte spanning van de veer. Om een trilling te doen opslingeren moet dit vermogen positief zijn, hetgeen wil zeggen, dat de snelheid van het ophangpunt in tegenfase moet zijn met de spanning van de veer.

Indien wij nu overgaan tot electrische trillingen, dus tot een keten bestaande uit zelfinductiespoelen en condensatoren, dan correspondeert de spanning van de veer met de spanning tusschen de platen van de condensator. De beweging van het ophangpunt komt overeen met een verplaatsing van ladingen, die de spanning van de condensator verandert; de snelheid van deze beweging correspondeert dus met de stroomsterkte in een keten, die uitwendig aangesloten is op de trillingskring. Dit verband is in fig. 2 nader aangegeven. De voorwaarde tot het onderhouden van oscillaties is nu in electrische taal, dat de stroomsterkte in de uitwendige keten in tegenfase moet zijn met de spanning tusschen de platen van de condensator. De impedantie van de uitwendige keten moet dus kunnen worden opgevat als een negatieve weerstand.

In *fig. 4* is aan de hand van de bekende terugge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

koppelde versterkerschakeling [1]) aangetoond hoe een negatieve weerstand kan worden verkregen.

Wanneer de potentiaal van de anode een maximaal positieve waarde heeft, dan heeft het rooster een maximaal negatieve waarde. De roosterspanning varieert in tegenfase met de anodespanning. De stroom vanuit de anode varieert in het rhythme van de roosterspanning en dus in tegenfase met de anodespanning. De versterkerbuis heeft dus voor de wisselende component van de anodestroom inderdaad een negatieve weerstand.

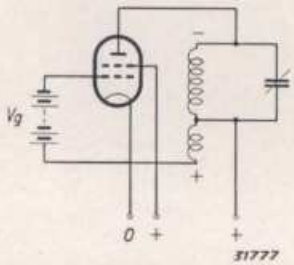


Fig. 4. Schakeling van een oscillator.

De energie, die aan de trillingskring wordt toegevoerd, is terug te vinden als een verminderde verwarming van de anode. Wanneer nl. in de *L-C*-keten een trilling aanwezig is, dan gaan de electronen in de versterkerbuis hoofdzakelijk op die oogenblikken naar de anode over, waarin de anodespanning het laagst is. De electronen worden dus voor het grootste gedeelte door de wisselspanning geremd, hetgeen onmiddellijk aanleiding geeft tot een toenemen van de wisselspanning.

In meer ingewikkelde gevallen, zooals dat van het magnetron, is een energiebeschouwing volgens het boven geschetste principe de meest geschikte weg om te beoordeelen of een electronenbuis in staat is trillingen op te wekken. De anodespanning bestaat uit een gelijkspanning en een wisselende spanning, die bepaald is door de trilling in een aangesloten keten. De electronen *ontvangen* energie door de gelijkspanningsbron. *Een trilling kan worden onderhouden, indien door de wisselspanning de electronenbeweging dusdanig wordt gestuurd, dat de electronen van de energie, die zij uit de gelijkspanningsbron ontvangen, een gedeelte afgeven aan de wisselspanningsbron*. Dit zal het geval zijn, wanneer het grootste gedeelte van de electronen tegen het electrische veld in loopt, dat door de wisselspanning in de buis wordt opgewekt.

Wij zullen onder toepassing van dit principe de verschillende trillingsvormen van het magnetron nader bestudeeren. Hiertoe moeten we echter eerst ingaan op de beweging van een electron onder de invloed van een electrisch en een magnetisch veld.

De beweging van een electron in een homogeen magnetisch veld

Het is bekend, dat een bewegend electron in een magnetisch veld een kracht ondervindt, die loodrecht staat op de richting van het magneetveld en op de bewegingsrichting van het electron. Een dergelijke kracht, die loodrecht is op de bewegingsrichting, kan de absolute waarde van de snelheid van het electron niet veranderen en slechts een kromming van de baan veroorzaken. Daar de snelheid van het electron constant blijft zal in een homogeen magneetveld ook de kromming van de baan overal dezelfde moeten zijn, m.a.w. het electron beschrijft dan een cirkelbaan.

De straal r van de cirkel is gegeven door de voorwaarde, dat de centrifugale kracht van het electron even groot en tegengesteld is aan de kracht, die uitgeoefend wordt door het magneetveld. Deze voorwaarde luidt (zie *fig. 5*):

$$\frac{m\,v^2}{r} = e\,v\,H, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarbij $e = 1{,}6 \cdot 10^{-20}$ coulomb, $m = 0{,}91 \cdot 10^{-27}$ g, H wordt uitgedrukt in gauss, v in cm/sec, r in cm.

Uit verg. (1) volgt

$$r = \frac{m}{e\,H}\,v$$

$$= 0{,}57 \cdot 10^{-7}\,\frac{v}{H} \cdot \ldots\ldots \quad (2)$$

De straal is dus evenredig met de snelheid v van het electron en omgekeerd evenredig met het magneetveld. Hieruit volgt, dat de frequentie van de cirkelbeweging onafhankelijk is van de snelheid. De cirkelfrequentie is nl.:

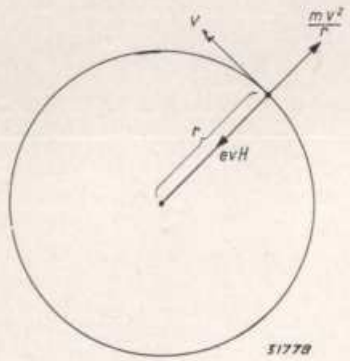


Fig. 5. Krachten, die in een homogeen magneetveld op een electron werken.

[1]) Bij de gebruikelijke schakelingen wordt de spanning V_g niet door een batterij geleverd, maar door een *R-C*-keten, waarmee bereikt wordt, dat de spanning V_g automatisch een geschikte waarde aanneemt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{e\,H}{m} = 1{,}76 \cdot 10^7\, H \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Neemt men bijv. een veldsterkte van 100 gauss, dan verkrijgt men een frequentie van 280 megahertz (107 cm). Wij zien hier reeds, dat in het magnetron verschijnselen van zeer hooge frequentie kunnen optreden.

Wanneer behalve het magnetische veld ook een electrisch veld aanwezig is, dan is de snelheid van het electron niet meer constant maar op ieder punt van de baan bepaald door de waarde U van de electrische potentiaal[2]). Volgens de wet van behoud van arbeidsvermogen is overal in de ruimte

$$\frac{m}{2}\, v^2 = e\, U,$$

waaruit na invullen van de getallenwaarden e en m volgt

$$v = 0{,}594 \cdot 10^8 \sqrt{U_{\text{volt}}}\,.$$

Uit deze snelheid volgt weer een bepaalde magnetische afbuiging, maar bovendien wordt het electron nu afgebogen door het electrische veld.

Op groote afstand van de gloeidraad, waar de potentiaal U hoog en de electrische veldsterkte laag is kan men deze bijkomstige afbuiging wel verwaarloozen en vindt dan volgens verg. (2) een kromtestraal

$$r = 3{,}38\,\frac{\sqrt{U}}{H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Wanneer de potentiaal U in ieder punt van de ruimte bekend is, dan kan men zich met behulp van verg. (4) een beeld vormen van de beweging van de electronen. Hoewel dit beeld door het verwaarloozen van de afbuiging door de electrische veldsterkte niet zeer nauwkeurig is, kunnen hiermede verschillende eigenschappen van het magnetron worden verklaard. Voor een volledige discussie is het echter noodzakelijk het electrische veld — althans bij benadering — in aanmerking te nemen. Wij zullen dit doen, door de beweging in het geval van een homogeen electrisch veld — loodrecht op het magneetveld — te berekenen; aan de hand van de uitkomsten kunnen we dan meer ingewikkelde gevallen kwalitatief discussieeren.

De beweging van een electron in een magnetisch en een electrisch veld

Laten we aannemen, dat het electron een beweging uitvoert in een vlak, beschreven door de coördinaten x en y, waarbij een homogeen electrisch veld E in de y-richting aanwezig is en een homogeen magnetisch veld H, loodrecht op het vlak, in de z-richting. De bewegingsvergelijkingen van het electron zijn:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{\mathrm{d}\,v_x}{\mathrm{d}\,t} &= e\,v_y\,H, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{a} \\ m\frac{\mathrm{d}\,v_y}{\mathrm{d}\,t} &= e\,E - e\,v_x\,H. \quad . \quad . \quad . \quad \text{b} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Door (5b) naar de tijd te differentieeren volgt:

$$m\frac{\mathrm{d}^2\,v_y}{\mathrm{d}\,t^2} = -\,e\,H\frac{\mathrm{d}\,v_x}{\mathrm{d}\,t}$$

en indien we hierin $\frac{\mathrm{d}\,v_x}{\mathrm{d}\,t}$ met behulp van verg. (5a) uitdrukken, verkrijgen wij

$$\frac{\mathrm{d}^2\,v_y}{\mathrm{d}\,t^2} = -\left(\frac{e}{m}\,H\right)^2 v_y.$$

De algemeene oplossing van deze vergelijking is:

$$v_y = a\cos\frac{e\,H}{m}\,(t - t_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Om nu ook de andere snelheidscomponent, v_x, te bepalen, schrijven wij verg. (5b) in de vorm:

$$v_x = -\frac{m}{e\,H}\frac{\mathrm{d}\,v_y}{\mathrm{d}\,t} + \frac{E}{H},$$

en door hierin $\frac{\mathrm{d}\,v_y}{\mathrm{d}\,t}$ volgens verg. (6) in te vullen, vindt men:

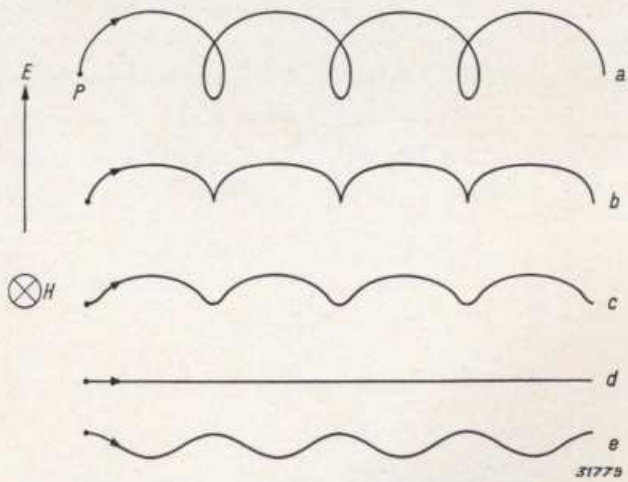


Fig. 6. Banen van een electron in homogene electrische en magnetische velden, die loodrecht op elkaar staan, bij verschillende beginvoorwaarden:
a) Het electron vertrekt uit het punt P met een verticale beginsnelheid.
b) Het electron vertrekt zonder beginsnelheid.
c), d), e) Het electron vertrekt met steeds grootere horizontale beginsnelheden. In het geval d) is de horizontale beginsnelheid gelijk aan E/H.

[2]) Hierbij is ondersteld, dat de beginsnelheid van de electronen aan de kathode ($U = 0$) verwaarloosd kan worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

$$v_x = a \sin \frac{e\,H}{m}(t - t_0) + \frac{E}{H} \quad \cdots \quad (7)$$

Zien we af van de laatste term in verg. (7), dan beschrijven de snelheidscomponenten v_x en v_y samen een cirkelvormige beweging met een snelheid a en een cirkelfrequentie $\omega = e\,H/m$, die dus niet van de electrische veldsterkte afhangt. De laatste term brengt de invloed van het electrische veld tot uiting en beteekent, dat over deze cirkelbeweging een *translatie* met *constante snelheid* E/H in de x-richting is gesuperponeerd. Deze translatie staat loodrecht op de veldsterkte E en volgt dus een aequipotentiaallijn. In *fig. 6* zijn verschillende baanvormen aangegeven, die op deze wijze kunnen ontstaan.

De bewegingsvergelijkingen (6) en (7) doen eenigszins vreemd aan, omdat ze uitdrukken, dat de translatie-snelheid van de electronen toeneemt met afnemend magneetveld en zelfs oneindig groot zou worden, indien het magneetveld verdwijnt. Deze paradox treedt echter niet op als men op de juiste wijze rekening houdt met de begincondities. Laten we bijv. aannemen, dat het electron in het moment $t = 0$ een bepaald punt met de snelheid nul verlaat. De bewegingsvergelijkingen zijn dan:

$$v_x = \frac{E}{H}\left(1 - \cos \frac{e\,H}{m}\,t\right),$$

$$v_y = \frac{E}{H} \sin \frac{e\,H}{m}\,t.$$

Laat men het magneetveld zeer klein worden, dan kan men de sinus- en cosinusfuncties ontwikkelen en verkrijgt:

$$v_x = {}^1/_2 \frac{e^2}{m^2} E\,H\,t^2 + \ldots$$

$$v_y = \frac{e\,E}{m}\,t + \frac{1}{6}\frac{E\,e^3}{m^3} H^2\,t^3 + \ldots$$

Deze uitdrukkingen gedragen zich bij kleine waarden van H volkomen regulair. Gaat H naar nul, dan blijft slechts één term over, die de bekende versnelling van een electron in een homogeen electrisch veld uitdrukt.

Indien het electrische veld niet homogeen is wordt de beweging ingewikkelder en het is niet mogelijk een algemeene oplossing van de bewegingsvergelijkingen aan te geven. Wanneer echter het magneetveld voldoende sterk is, zoodat de cirkelbanen klein worden en het electrische veld in het gebied van de cirkelbaan nog niet sterk verandert, dan kan men het electrische veld plaatselijk als homogeen beschouwen, en kan dus concludeeren, dat het electron gemiddeld een aequipotentiaallijn zal volgen. Dit is in *fig. 7* aangeduid.

In het magnetron is de straal van de cirkelbeweging in vele gevallen niet zoo klein, dat het electrische veld langs één cirkel als homogeen kan worden beschouwd, Het is dan niet zonder meer mogelijk de beweging te ontbinden in een „rotatie" en een „translatie". Dit kan echter met voldoende nauwkeurigheid gebeuren voor een kwalitatieve discussie. Wij zullen dan ook in het volgende van deze termen gebruik maken om de cirkelbeweging en de verschuiving langs een aequipotentiaal-lijn te karakteriseeren.

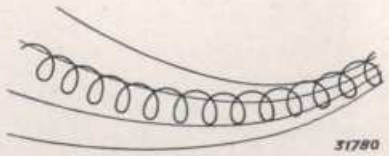


Fig. 7. Beweging van een electron in een tweedimensionaal electrisch veld en een homogeen magneetveld in de richting van de derde dimensie. Het electron volgt de aequipotentiaallijnen.

De beweging van electronen in het magnetron

Bij een magnetron treden de electronen met een kleine snelheid uit de kathode en worden door een radiaal veld versneld. Hierbij zullen ze door het magneetveld worden afgebogen, zoodat gekromde banen ontstaan. De kromming van de baan is op iedere plaats, zooals we gezien hebben, evenredig met de veldsterkte en omgekeerd evenredig met de snelheid, dus ook met de wortel van de potentiaal op de betreffende plaats. Wanneer de magnetische veldsterkte voldoende groot is, dan kunnen de electronen de anode niet bereiken en beschrijven een baan, die in *fig. 8a* is voorgesteld. Bij een volkomen symmetrische opstelling zou het uitgezonden electron weer naar zijn uitgangspunt, de kathode terugkeeren. Door een kleine asymmetrie kan het echter gebeuren, dat het electron zijn doel mist; in dat geval beschrijft het een tweede lus, gelijkvormig aan de eerste, maar 90° gedraaid enz., zoodat een gesloten baan van vier lussen ontstaat.

Wanneer men de sterkte van het magneetveld laat afnemen, neemt de diameter van de lussen toe, totdat bij de zg. kritische veldsterkte de electronen de anode kunnen bereiken (fig. 8*b* en *c*). Op dat moment begint er plotseling een anodestroom te loopen, die bij een verdere verlaging van de magnetische veldsterkte vrijwel constant blijft.

Wanneer de kathodedraad voldoende dun is dan kan men de kritische veldsterkte gemakkelijk berekenen. In dat geval mag men nl. onderstellen,

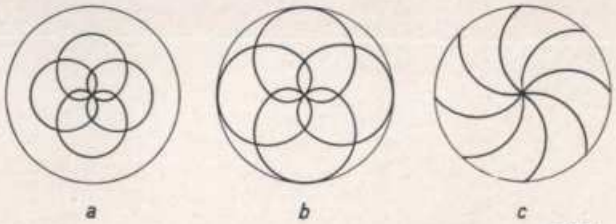


Fig. 8. Baanvorm van een electron in een magnetron bij verschillende sterkten van het magneetveld H. a) $H > H_{kr}$; b) $H = H_{kr}$; c) $H < H_{kr}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dat de potentiaal in het grootste gedeelte van de ruimte constant is en gelijk aan de anodespanning V_a. Het electron beschrijft dan een cirkelbeweging, waarvan de diameter $2\,r$ bij de kritische veldsterkte H_k gelijk is aan de straal a van het magnetron. Volgens verg. (4) geldt dus:

$$2\,r = 6{,}76\,\frac{\sqrt{V_a}}{H_k} = a \quad \text{of}$$

$$H_k = \frac{6{,}76}{a}\,\sqrt{V_a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Het is merkwaardig, dat aan deze door een benadering gevonden formule volkomen streng voldaan is, indien het electron vanuit de as van het magnetron met de snelheid nul vertrekt. Ze is bovendien onafhankelijk van het verloop van de potentiaal tusschen de kathode en de anode en geldt bijv. ook nog, indien deze potentiaal tengevolge van de ruimtelading verandert.

Wanneer de anodecylinder niet gesloten is, maar uit een aantal sectoren met gelijke potentiaal bestaat, dan zullen de electronenbanen practisch dezelfde zijn. Indien echter tusschen de sectoren spanningsverschillen bestaan, dan kunnen sterk afwijkende baanvormen optreden, die in het volgende ter sprake zullen komen, omdat ze nauw verband houden met de trillingsmogelijkheden van het magnetron.

Trillingen van betrekkelijk lage frequenties

We beschouwen een magnetron van twee sectoren (zie *fig. 9a*) en kiezen bij een gegeven anodespanning V_a het magneetveld zoo groot, dat er geen anodestroom loopt. Wanneer men nu met behulp van de batterijen b_1 en b_2 een spanningsverschil tusschen de platen instelt, dusdanig, dat de gemiddelde spanning gelijk aan V_a blijft, dan blijkt een anodestroom op te treden, en het eigenaardige is, dat deze stroom loopt naar de plaat met de lagere potentiaal. Hieruit volgt direct, dat het magnetron in staat is

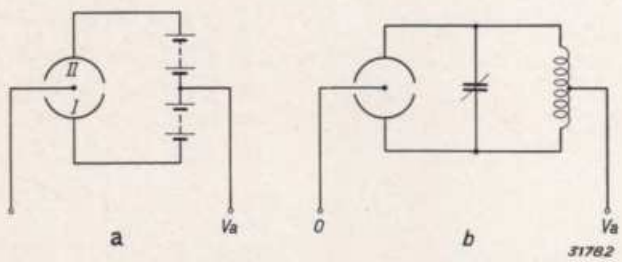


Fig. 9. *a* Vervangingsschema, *b* Schakeling van een magnetron met twee sectoren. Wanneer het magneetveld grooter is dan de kritische waarde, welke hoort bij de spanning van de sectoren, dan kan toch een stroom loopen, indien de spanning van de sectoren verschillend is. De stroom loopt naar de sector met de lagere spanning.

om trillingen op te wekken. Beschouwt men namelijk de schakeling in fig. 9*b*, bestaande uit een magnetron, een trillingskring, waarin een trilling van bepaalde amplitude aanwezig is en een batterij met de anodespanning V_a, dan volgt uit het voorgaande, dat de door de gelijkspanning versnelde electronen altijd naar een zoodanige sector loopen, dat de wisselspanning van de trillingskring een remmende werking heeft. Dit is juist de conditie, die we hebben afgeleid als voorwaarde voor het opwekkken van trillingen.

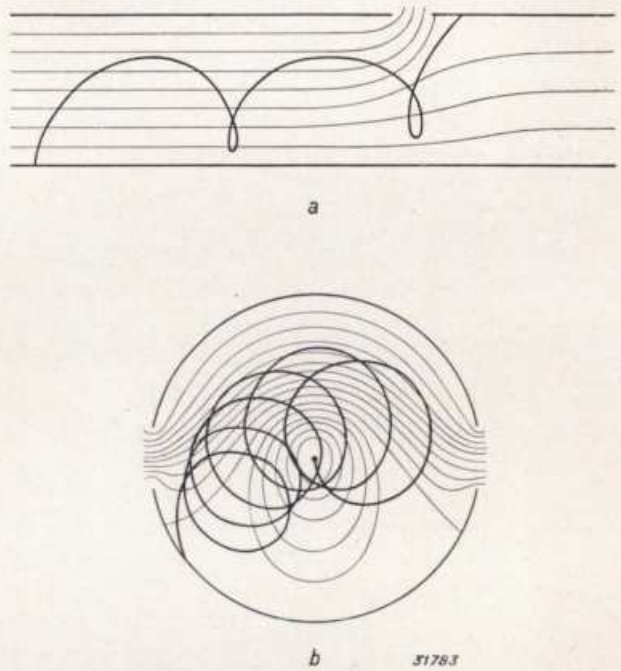


Fig. 10. Aequipotentiaallijnen en electronenbaan in een magnetron volgens fig. 9. *a* Vereenvoudigd schema met vlakke electroden. *b* Het werkelijke magnetron.

Teneinde de verklaring van het boven behandelde trillingsverschijnsel volledig te maken willen we nog trachten te begrijpen, waarom de electronen bij voorkeur de weg kiezen naar de plaat met de lagere potentiaal. Hiertoe zijn in *fig. 10a* de aequipotentiaal-lijnen en de electronenbanen in een magnetron van twee sectoren weergegeven. Om een eenvoudiger beeld te verkrijgen, zijn de kathode en de sectoren van de anode als vlakke platen geteekend, hetgeen aan het principe van de werking niets verandert. De sector *I* in fig. 10*a* heeft de hoogere spanning, zooals blijkt uit het verloop van de aequipotentiaallijnen. De spanning is echter niet zoo groot, dat een electron, dat de kathode met de snelheid nul verlaat, de plaat zou kunnen bereiken.

De baan van een electron is eveneens in fig. 10*a* weergegeven. Het electron verplaatst zich in de richting van de aequipotentiaallijnen, zooals eerder

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

uitvoerig werd uiteengezet. Wanneer het electron nu de spleet nadert, dan komt het in een gebied, waar de aequipotentiaallijnen afbuigen en dichter bij de anode komen te liggen. Het electron zal deze weg volgen en wij zien, dat het hierdoor op de plaat met lagere potentiaal terecht komt, hoewel zijn weg onder de plaat met hoogere potentiaal was begonnen.

In fig. 10*b* zijn de aequipotentiaallijnen en de baan van een electron weergegeven voor een cylindervormig magnetron met twee sectoren. De figuur laat zien, dat hier in wezen precies hetzelfde effect optreedt, ook al is het beeld minder overzichtelijk.

Het hierboven beschreven mechanisme om trillingen op te wekken vertoont in zooverre gelijkenis met het mechanisme, dat in radiobuizen aanwezig is, dat de trillingen worden opgewekt met behulp van een negatieve weerstand. Evenals bij radiobuizen wordt ook hier de frequentie beperkt door de looptijd der electronen, die bij sterke magneetvelden zelfs grooter zal zijn dan in radiobuizen, omdat de snelheid van de translatie, $v = E/H$, omgekeerd evenredig is met het magneetveld. De hier beschouwde wijze van opwekken van trillingen kan daardoor alleen trillingen met vrij lage frequentie opleveren.

Trillingen van zeer hooge frequentie

Dank zij het feit, dat de beweging van de electronen in de magnetronbuis een periodiek karakter heeft, bestaan er echter ook andere trillingsmogelijkheden met trillingstijden, die korter zijn dan de looptijd der electronen. Deze trillingen worden geinduceerd door de oscillaties, welke in de radiale en tangentieele beweging van de ruimtelading in het magnetron aanwezig zijn.

De tangentieele beweging bezit als grondperiode de tijd, waarin het electron langs een aequipotentiaal-lijn één keer rondom de kathode loopt. Het blijkt, dat ook hoogere harmonischen van deze grondperiode een rol spelen en wel speciaal de trillingstijd, waarbij het electron zich slechts over de hoek verplaatst, die één sector beslaat. De frequentie van de trilling is bepaald door de snelheid van de „translatie" en dus door het quotient E/H. De trilling treedt op wanneer, bijv. door veranderen van het magneetveld, de frequentie van de tangentieele beweging in overeenstemming wordt gebracht met de resonantiefrequentie van de uitwendig aangesloten trillingsketen.

De radiale beweging van de ruimtelading verloopt periodiek met de frequentie van de cirkelvormige beweging van de electronen. Deze frequentie, die in verg. (3) is aangegeven hangt alleen af van de sterkte van het magneetveld. De hierdoor opgewekte trilling is moeilijker te verkrijgen dan de trilling die door de tangentieele beweging wordt opgewekt, en het is de kortste golf, die met het magnetron kan worden gegenereerd.

Wij willen nu de periodieke bewegingen van de electronen nader beschouwen en aantoonen, dat ze voldoen aan de voorwaarden, welke gesteld moeten worden om in een aangesloten trillingsketen een trilling te onderhouden.

Tangentieele trillingen

Laten we aannemen, dat op de sectoren van *fig. 11* behalve een gelijkspanning de wisselspanning van een trillingskring aanwezig is. De fase van de trilling moge zodanig zijn, dat op het oogenblik, dat het electron op zijn in de figuur weergegeven baan de spleet passeert van sector *I* naar sector *II*, de sector *I* juist de maximale en de sector *II* juist de minimale spanning heeft. Het electron staat dus energie af aan het electrische veld tusschen de sectoren, en hierdoor wordt de trilling in de electrische kring versterkt.

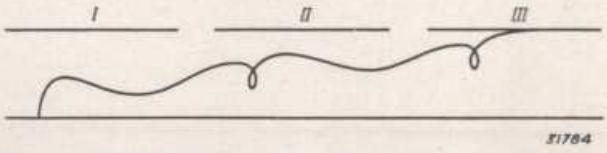


Fig. 11. Electronenbaan in een vlak magnetron, wanneer de tijd, waarin het electron van een spleet naar de volgende overgaat, gelijk is aan een halve periode van de opgewekte trilling. De fase van het electron is zoo gekozen, dat het telkens overgaat van een plaat met maximale spanning naar een plaat met minimale spanning.

Het electron zal nu tengevolge van zijn verlies aan energie niet meer in staat zijn om naar de kathode terug te keeren, maar zal zich verder verplaatsen langs een lijn, die dichter bij de anode ligt. Indien nu de tijd, die het electron noodig heeft om zich van een spleet naar de volgende te verplaatsen, juist overeenkomt met een halve periode van de trilling, dan zal het electron opnieuw energie aan het veld afstaan en opnieuw verder tot de anode naderen en dit spel zal zich herhalen, totdat het electron een van de sectoren bereikt.

Wij zien dus, dat bij een geschikte frequentie aan de voorwaarde voldaan kan zijn tot het genereeren van trillingen. Of dit het geval is hangt niet alleen af van de frequentie, maar ook van de fase van de trilling op het oogenblik, dat een electron de spleet passeert.

Wanneer op het oogenblik, dat het electron overgaat van sector *I* naar sector *II* de sector *I* de hoogere spanning heeft, dan zal het electron energie afstaan aan de trillingskring; gaan de elec-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

tronen echter op willekeurige tijdstippen over, dan zal gemiddeld geen energie worden overgedragen.

Het blijkt nu uit een nadere beschouwing, dat de electronen niet op willekeurige tijdstippen de spleet passeeren, maar een zekere voorkeur hebben om in de „juiste" fase over te gaan. Hiertoe herinneren we aan verg. (7), waaruit volgt, dat de snelheid van de verplaatsing evenredig is met de electrische veldsterkte.

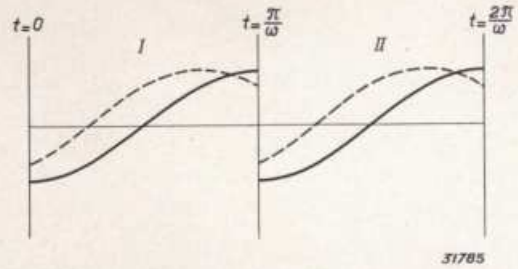


Fig. 12. Getrokken lijn: verloop van de electrische veldsterkte als functie van de tijd voor een electron, waarvan de baan in fig. 11 is weergegeven. Gestippelde lijn: verloop van de veldsterkte voor een electron, dat de spleten iets later passeert. De gemiddelde waarde van de veldsterkte is iets grooter.

In *fig. 12* is met een getrokken lijn schematisch weergegeven hoe de veldsterkte verloopt voor een electron, dat in de „juiste" fase is. Op het tijdstip $t = 0$, waar het electron in de sector I begint te loopen, heeft deze sector de grootste negatieve waarde van de wisselspanning en dientengevolge een minimum van de veldsterkte. Wanneer het electron over wil gaan van sector I naar sector II, dan heeft sector I inmiddels de maximale potentiaal bereikt en de potentiaal van sector II heeft zijn laagste waarde. Op deze wijze ontstaat het weergegeven verloop van de veldsterkte langs de baan van het electron.

De gestippelde lijn laat nu zien, hoe de veldsterkte verloopt voor een electron, dat te laat bij de spleet tusschen sector I en sector II aankomt. De veldsterkte in sector I is reeds over het maximum heen en begint weer te dalen. De potentiaalsprong aan de grenslijn $t = \pi/\omega$ is dientengevolge kleiner, maar heeft in het beschouwde geval nog de juiste richting. Opvallend is nu, dat bij de gestippelde kromme de veldsterkte gemiddeld hooger ligt dan bij de getrokken kromme. Dit heeft tot gevolg, dat de translatie van een electron, dat te laat bij de spleten aankomt, sneller gebeurt dan bij het electron, dat in de juiste fase aankomt. Het te late electron zal dus het in de juiste fase zijnde electron inhalen.

Op dezelfde wijze begrijpt men gemakkelijk, dat een electron dat te vroeg bij de spleten aankomt, langzamer loopt dan een juist aankomend electron en dus eveneens naar de juiste fase wordt gedreven.

De frequentie van de tangentieele trillingen is te berekenen uit de formule (7) voor de snelheid van de translatie. Is s de weg, die het electron langs een aequipotentiaallijn moet afleggen van een sector naar de volgende dan is de tijd T, waarin deze weg wordt afgelegd, gelijk aan π/ω. Dus:

$$T = \frac{\pi}{\omega} = \frac{s}{v}, \quad \cdots\cdots \quad (10)$$

waarbij v de snelheid van de translatie is.

Volgens verg. (7) is $v = \frac{E}{H} = \frac{V_a}{aH}$, waarbij a de afstand tusschen kathode en anode is. Om een uitdrukking voor s te vinden onderstellen wij het magnetron weer cirkelvormig; s is dan gelijk aan de omtrek van de baan gedeeld door het aantal sectoren (n).

Als omtrek van de baan moet niet de buitenomtrek worden genomen, maar die van een baan met een gemiddelde straal, die ongeveer gelijk aan de helft van de maximale straal zal zijn. Dus $s = \pi a/n$. Door s en v in verg. (10) in te vullen, verkrijgt men voor de cirkelfrequentie van de trilling:

$$\omega = \frac{\pi v}{s} = \frac{n}{a^2}\frac{V_a}{H} \quad \cdots\cdots \quad (11)$$

Verg. (11) wordt experimenteel zeer goed bevestigd. Wanneer men bij gegeven waarde van V_a de magnetische veldsterkte laat toenemen, dan vindt men, dat bij de door verg. (11) gegeven waarde van H plotseling trillingen ontstaan. Het rendement kan 50% bedragen. Wanneer men de veldsterkte verder laat toenemen dan wordt het rendement slechter. Door een nadere theoretische discussie is het verloop van het rendement goed te verklaren [3]), doch dit valt buiten het bestek van dit artikel.

Door de tangentieele trillingen kunnen zeer korte golven worden opgewekt. Meet men V_a in volt, H in gauss, dan volgt uit verg. (11):

$$\lambda = \frac{600\,\pi}{n}\frac{H a^2}{V_a}.$$

Evenals de trillingen van lage frequentie moet de veldsterkte H minstens de kritische waarde hebben. Vult men deze waarde in volgens verg. (8) dan vindt men voor de golflengte:

$$\lambda > \frac{12740\,a}{n\sqrt{V_a}} \quad \cdots\cdots \quad (12)$$

Neemt men bijv. $V_a = 1500$ V, $a = 0{,}2$ cm, $n = 4$, dan vindt men $\lambda = 16{,}5$ cm.

[3]) K. Posthumus, Wirel. Eng. **12**, 126, 1935.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Radiale trillingen

Wij willen nu onderstellen, dat de uitwendige trillingskring afgestemd is op de radiale oscillaties van de electronen, waarvan de frequentie gegeven is door de rotatiebeweging van de electronen in het magneetveld. De frequentie van de rotatie is volgens verg. (3) : $\omega = 1{,}76 \cdot 10^7 H$ en hieruit volgt een golflengte:

$$\lambda = \frac{10700}{H} \text{ cm} \quad \cdots\cdots \quad (13)$$

Om nu na te gaan, of de wentelingsbeweging van de electronen geschikt is om een trilling op te wekken, willen we weer uitgaan van een magnetron met vlakke, evenwijdige platen als kathode en anode. De anode behoeft in dit geval geen spleten te hebben.

Wanneer de anodespanning constant is, dan zal een electron, dat met de snelheid nul uit de kathode treedt een baan beschrijven, zooals in fig. 8*a* is weergegeven.

Laten we nu aannemen, dat op de anode behalve de gelijkspanning een kleine wisselspanning aanwezig is, die in frequentie overeenkomt met het toerental van de „rotatie" en waarvan de fase zoodanig is, dat de totale anodespanning juist een minimum heeft, wanneer het electron zich op maximale afstand van de kathode bevindt. Het wisselveld is dan op ieder oogenblik zoo gericht, dat het een remmende invloed op de beweging van het electron uitoefent. Het electron draagt dus energie aan de trillingskring over en zou dus in dit speciale geval de trilling versterken. Indien het electron echter in de tegengestelde fase van de wisselspanning was uitgetreden, dan zou het de trilling niet versterkt, maar in tegendeel, gedempt hebben en gemiddeld over alle fasen zou de overdracht van energie aan de trillingskring gelijk aan nul zijn.

Het is inderdaad niet zonder meer mogelijk, in een magnetron van het weergegeven type een trilling aan de gang te krijgen. Hiertoe is het nog noodig, een selectie toe te passen, die zorg draagt, dat gemiddeld meer electronen met een „juiste" fase in het magnetron aanwezig zijn dan electronen met een onjuiste fase.

Een dergelijke selectie kan bijv. worden verkregen door het magneetveld schuin te zetten onder een hoek van enkele graden met de as van de buis. Het radiale electrische veld kan nu worden ontbonden in een component loodrecht op het magneetveld en een component in de richting van het magneetveld. De eerste component veroorzaakt de bekende lusbeweging van het electron, terwijl de tweede component het electron in de richting van het magneetveld zal versnellen en aangezien dit magneetveld schuin staat, belandt het electron na korte tijd op de anode.

De selectie berust nu hierop, dat electronen die met de onjuiste fase zijn gestart, reeds na kortere tijd door de anode worden opgevangen dan electronen, die met de juiste fase zijn vertrokken. Wanneer nl. een electron met de juiste fase vertrekt, dan voert de cirkelbeweging van het electron energie toe aan de trillingskring. Is echter de fase onjuist, dan voert de trillingskring energie toe aan de cirkelbeweging en hierdoor wordt de amplitude van de cirkelbeweging vergroot. Dit heeft tot gevolg, dat electronen met onjuiste fase de anode veel spoediger raken dan electronen met juiste fase (zie *fig. 13*) en daardoor uit het magnetron worden verwijderd.

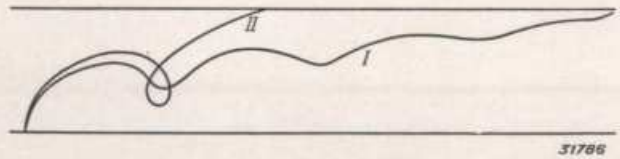


Fig. 13. Electronenbanen in een plat magnetron met schuin magneetveld, waarbij in de uitwendige keten een trillingskring met de frequentie van de radiale trillingen oscilleert.
I Het electron bevindt zich in de juiste fase. De amplitude van zijn radiale trilling neemt af.
II Het electron bevindt zich in een onjuiste fase. De amplitude van zijn radiale trilling neemt toe en het electron raakt spoedig de anode.

Wanneer de emissie van de kathode zoo groot is, dat de ruimtelading een rol gaat spelen, dan wordt de boven behandelde selectie verstoord. Aangezien in de juiste fase voor het uittreden van electronen meer electronen vlak bij de kathode aanwezig zijn, dan in de verkeerde fase, zal het uittreden van electronen in de juiste fase ook sterker door de ruimtelading worden belet. De ruimtelading werkt dus de selectie tegen, en dit is een verklaring voor het waargenomen feit, dat de radiale trillingen slechts bij zeer zwakke emissiestroomen verkregen kunnen worden.

Bewerkt door G. HELLER.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN KATHODESTRAALOSCILLOGRAAF

door J. D. VEEGENS.

621.317.755

Beschrijving van de draagbare kathodestraaloscillograaf GM 3152. In dit artikel worden hoofdzakelijk de verbeteringen behandeld, die in dit toestel zijn aangebracht ten opzichte van het reeds eerder [1]) beschreven toestel GM 3150. In het bijzonder wordt ingegaan op het focusseerende en afbuigende systeem van de kathodestraalbuis en op de frequentie-karakteristiek van de versterker. Verder wordt nagegaan, in hoeverre het mogelijk is, niet-periodieke verschijnselen van korte duur waar te nemen of te fotografeeren.

Inleiding

Een oscillograaf is een instrument, dat geschikt is om snel wisselende verschijnselen zichtbaar te maken of te registreeren. Indien in het wisselende verschijnsel geen grootere frequenties optreden dan ongeveer 500 Hz, komen hiervoor mechanische of mechanisch-electrische inrichtingen in aanmerking, zooals bijv. de lusoscillograaf. Bij hoogere frequenties schieten geheel of gedeeltelijk mechanisch werkende oscillografen tengevolge van de traagheid van de onderdeelen te kort, en dan verdient een zuiver electrisch werkend toestel de voorkeur. Het aangewezen indicatie-instrument is dan de kathodestraalbuis.

De moderne kathodestraalbuis maakt het mogelijk, oscillografen te bouwen, die goedkoop, draagbaar en gemakkelijk te bedienen zijn. Daardoor hebben deze apparaten in vele gevallen toepassing gevonden, waar dit met het oog op de weer te geven frequenties niet strikt noodzakelijk zou zijn. In verband met de zeer uiteenloopende toepassingsmogelijkheden [2]) van de kathodestraaloscillograaf werd er dan ook naar gestreefd om een toestel te ontwikkelen, dat geschikt is voor het oscillografisch weergeven van spanningen van zeer verschillende grootte en met zeer verschillende frequenties.

Reeds enkele jaren geleden werd in dit tijdschrift een dergelijke universeele kathodestraaloscillograaf beschreven, die echter inmiddels belangrijk verbeterd is. De nieuwe uitvoering, type GM 3152, wordt in dit laboratorium veelvuldig toegepast en onderzoekingen, daarmee verricht, zijn ook in dit tijdschrift herhaaldelijk ter sprake gekomen. Een afbeelding van het toestel in een meetopstelling vindt men bijv. op blz. 218 van deze aflevering, terwijl op blz. 180 en 181 van de vorige aflevering een aantal oscillogrammen zijn weergegeven, die met dit toestel zijn opgenomen.

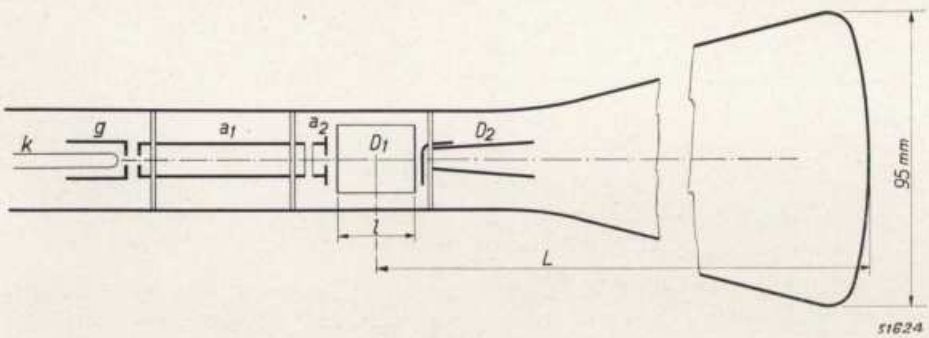


Fig. 1. Het electrodesysteem van de kathodestraalbuis DN 9-3, toegepast in de kathodestraaloscillograaf GM 3152. k kathode, g regelelectrode, a_1 anode met spanning van 275 V, a_2 anode met spanning van 1000 V, D_1 en D_2 afbuigsystemen.

Wij willen in het volgende de nieuwe kathodestraaloscillograaf beschrijven en hierbij vooral ingaan op de onderdeelen, die bij de beschrijving van de oude uitvoering minder uitvoerig werden behandeld.

De kathodestraalbuis

De in de oscillograaf GM 3152 toegepaste kathodestraalbuis DN 9-3 is van het hoogvacuumtype en heeft een scherm van 95 mm diameter. Kathodestraalbuizen met gasvulling zijn door de traagheid der ionen niet geschikt om zeer snelle veranderingen van de spanning te volgen. In *fig. 1* is de gebezigde kathodestraalbuis schematisch weergegeven. De electronen, die de kathode

[1]) Philips techn. T. **1**, 147, 1936.

[2]) Een reeks van toepassingen op het gebied van de electrotechniek en de radiotechniek werd reeds eerder in dit tijdschrift behandeld, zie Philips techn. T. **3**, blz. 50, 153, 252, 347, 1938; **4**, 90, 217, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

k verlaten, gaan door een opening in de regelelectrode g, die een negatieve spanning heeft ten opzichte van de kathode. Door veranderen van deze spanning kan een gewenschte sterkte van de electronenstroom worden ingesteld. De doorgelaten bundel wordt door de positieve spanning van de volgende electroden a_1 en a_2 versneld en tot een dunne straal gefocusseerd.

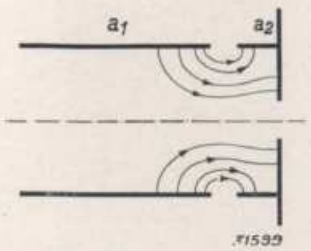


Fig. 2. Veldlijnen tusschen de electroden a_1 en a_2. Dit veld heeft een concentreerende werking op de electronenstraal.

Deze bundeling is hoofdzakelijk een gevolg van het electrische veld tusschen de cylindervormige anoden a_1 en a_2. De anode a_1 staat op een spanning van ca 275 V, terwijl de anode a_2 een spanning van 1000 V heeft. In *fig. 2* zijn de krachtlijnen geteekend, die tusschen deze anoden ontstaan. De pijlen wijzen in de richting van lagere potentiaal naar hoogere potentiaal, d.i. dus de richting van de kracht, die op de electronen werkt. Men ziet uit de figuur, dat de kracht in de cylinder met lagere potentiaal naar de as toe gericht is en dus een focusseerende werking op de straal uitoefent.

De gebundelde electronenstraal doorloopt de ruimte tusschen de afbuigplaten D_1 en daarna die tusschen de afbuigplaten D_2 en kan door spanningen op deze platen uit zijn oorspronkelijke richting worden gebracht. Het stel D_1 is aangesloten op de versterker van de oscillograaf en geeft een afbuiging in de verticale richting, evenredig met de te onderzoeken spanning; het stel D_2 is aangesloten op de zg. tijdbasis en geeft een afbuiging in de horizontale richting.

Vervormingen van het beeld

Het is van groot belang, dat de afbuiging in de verticale richting evenredig is met de spanning aan het eerste stel afbuigplaten en niet afhangt van de spanning aan het tweede stel afbuigplaten, dat de horizontale afbuiging veroorzaakt.

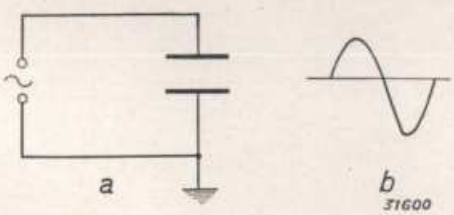


Fig. 3 a) Asymmetrische schakeling der afbuigplaten. Bij een positieve spanning op de niet geaarde plaat wordt de electronenstraal minder afgebogen dan bij een even groote negatieve spanning.
b) Het asymmetrische oscillogram van een sinuslijn.

Indien men één plaat van het eerste platenstel zou aarden en op de andere plaat een sinusvormige wisselspanning zou zetten (zie *fig. 3a*), dan zou de uitwijking als functie van de tijd niet sinusvormig verloopen. In de positieve periodehelft is de potentiaal op de baan van de straal nl. hooger dan in de negatieve periodehelft. Dientengevolge loopt de straal in de positieve periodehelft sneller door het stel platen en wordt minder afgebogen dan in de negatieve periodehelft. Het karakter van de vervorming is in fig. 3*b* weergegeven.

Men kan deze vervorming opheffen door de twee platen in balans te schakelen, zoodat de eene plaat altijd even veel negatief is als de andere positief. De potentiaal langs de baan van de straal blijft dan practisch constant.

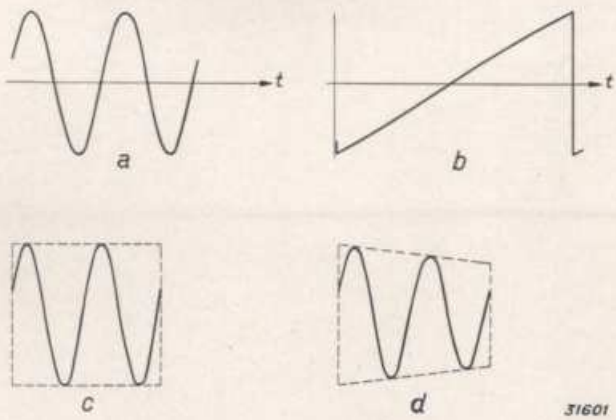


Fig. 4. Trapeziumvervorming: a) Verloop van de spanning op het eerste stel afbuigplaten, b) Verloop van de spanning op het tweede stel afbuigplaten. c)Het oscillogram, dat men bij afwezigheid van vervorming zou verkrijgen. d) Het oscillogram, dat men bij aanwezigheid van trapeziumvervorming verkrijgt.

Wanneer men deze maatregel heeft genomen en nu ook op het tweede stel afbuigplaten een spanning gaat zetten, waarbij men weer één plaat aan aarde legt, dan blijkt een nieuwe vervorming op te treden, die in *fig. 4a-d* is weergegeven. In deze figuur stelt a voor het verloop van de spanning tusschen de platen van het eerste stel, b geeft het verloop van de spanning van de niet geaarde plaat van het tweede stel, c het oscillogram, dat men bij onvervormde weergave zou verkrijgen, d het oscillogram, dat men inderdaad verkrijgt. Men kan de vervorming beschrijven door te zeggen, dat een rechthoekig oscillogram trapeziumvormig wordt en spreekt dan ook van „trapeziumvervorming".

De trapeziumvervorming beteekent, dat een posi-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

tieve spanning aan de niet geaarde plaat van het tweede stel de gevoeligheid van het eerste stel kleiner maakt. Hoe dit effect tot stand komt is gemakkelijk te begrijpen, als men bedenkt, dat het tweede systeem niet in balans is geschakeld, zoodat de potentiaal op het punt, waar de straal het systeem binnentreedt, in hetzelfde rhythme fluctueert als de spanning aan de niet geaarde plaat. Wanneer deze spanning bijv. positief is, dan worden de electronen, die uit het eerste stel afbuigplaten treden, door het tweede stel aangetrokken en daardoor in axiale richting versneld. Hierdoor wordt de verticale afbuigingshoek kleiner (zie *fig. 5*) en dit beteekent, dat ook de verticale uitwijking op het scherm kleiner is geworden.

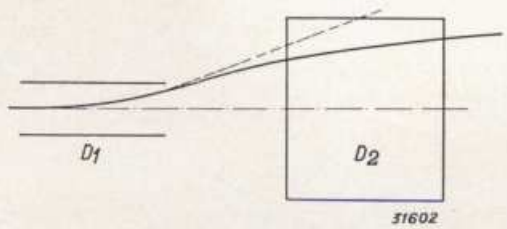


Fig. 5. Verklaring van de trapeziumvervorming. De electronenstraal loopt in het tweede platenstel door een ruimte met positieve potentiaal. Dientengevolge wordt hij in axiale richting versneld, waardoor de verticale afbuigingshoek kleiner wordt.

Man kan de trapeziumvervorming compenseeren, door tusschen de twee afbuigsystemen een hulpelectrode aan te brengen, die met de niet geaarde plaat van het tweede stel is verbonden en die zoo geconstrueerd is, dat zij de afbuiging in de verticale richting vergroot, wanneer zij op een positieve spanning staat. In *fig. 6* is een zeer eenvoudige oplossing aangegeven, die in de buis DN 9-3 wordt toegepast. De hulpelectrode bestaat uit twee draden, welke aan de niet geaarde plaat van het tweede stel zijn vastgelascht en evenwijdig loopen aan de platen van het eerste stel. Wanneer de spanning van deze hulpelectrode positief is, dan zal zij inderdaad de uitwijking in de verticale richting vergrooten. Een straal, die een uitwijking naar boven heeft, wordt door de bovenste draad aangetrokken en daardoor sterker naar boven afgebogen; een straal, die een uitwijking naar beneden heeft, wordt door de onderste draad aangetrokken, en zijn uitwijking wordt dus eveneens vergroot.

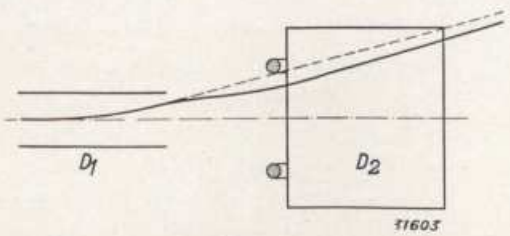


Fig. 6. Opheffing van de trapeziumvervorming. Een hulpelectrode, bestaande uit twee draden, is met de niet geaarde plaat van het tweede platenstelsel verbonden. Wanneer deze plaat positief is, dan wordt de verticale afbuiging door de hulpelectrode vergroot en de trapeziumvervorming wordt hierdoor gecompenseerd. De figuur toont sterk overdreven de afbuiging van de straal.

Gevoeligheid

De gevoeligheid G van het afbuigende systeem, dwz. de afbuiging per eenheid van spanning tusschen de afbuigplaten, kan worden berekend volgens de formule

$$G = {}^1/_2 \frac{L\,l}{d\,V_a},$$

waarin l de lengte van de afbuigplaten, d de onderlinge afstand tusschen de afbuigplaten en L de afstand tusschen de afbuigplaten en het scherm is, terwijl V_a de potentiaal in de ruimte tusschen de afbuigplaten voorstelt, gerekend ten opzichte van de kathode. Men zou dus een hoogere gevoeligheid kunnen bereiken door de anodespanning V_a te verlagen. Hierdoor zou echter ook de helderheid en de scherpte van de fluorescentievlek achteruit gaan. Derhalve moet een compromis gevonden worden, hetgeen geleid heeft tot een anodespanning van 1000 V. Bij deze spanning bedraagt de gevoeligheid van het eerste stel afbuigplaten 0,4 mm/V en die van het tweede stel afbuigplaten 0,3 mm/V. Een sinusvormig oscillogram met een totale hoogte van 1 cm vereischt dus een verticale afbuigspanning van ongeveer 9 V_{eff}.

Straalmodulatie

Behalve een afbuiging in de horizontale en in de verticale richting bezit de kathodestraal nog een derde veranderingsmogelijkheid, nl. een variatie van de intensiteit. Om de intensiteit van de kathodestraal te kunnen beïnvloeden, zijn kathode en regelelectrode van de kathodestraalbuis via een schakelaar met aansluitklemmen verbonden, die aan de achterzijde van de oscillograaf zijn aangebracht. Wil men bijv. de straalstroom geheel onderdrukken, dan moet men de regelelectrode ca 40 V negatief maken ten opzichte van de kathode.

Een mogelijke toepassing van de straalmodulatie is, dat men de straal tijdens het opnemen van een oscillogram met een bekende hooge frequentie periodiek onderdrukt, zoodat op het scherm in plaats van een lijn een reeks van stippen ontstaat. Het aantal stippen tusschen twee punten van het oscillogram is dan een nauwkeurige maat voor het tijdsverschil.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Op zichzelf zou men de tijdsverschillen eenvoudiger kunnen bepalen uit de onderlinge afstand van twee punten op het oscillogram en de bekende frequentie van de tijdbasis. Een dergelijke bepaling is echter vaak minder nauwkeurig, omdat de frequentie van de tijdbasis niet precies bekend is, vooral als deze gesynchroniseerd wordt met het onbekende verschijnsel.

De versterking

Zooals gezegd, wordt aan de platen voor de verticale afbuiging van de kathodestraal een symmetrische spanning gelegd. Om deze te verkrijgen wordt de spanning van het op te nemen signaal door middel van een balansversterker versterkt. Aan deze versterker moeten bijzonder hooge eischen gesteld worden ten aanzien van het te versterken frequentiegebied en van de vervormingsvrijheid. Wat deze laatste betreft, is het niet voldoende, dat een sinusvormig ingangssignaal van willekeurige frequentie weer leidt tot een sinusvormig uitgangssignaal, maar ook de tijd, die het uitgangssignaal achter blijft bij het ingangssignaal moet klein zijn of althans onafhankelijk van de frequentie.

Een constante versterking over een groot frequentiegebied kan men alleen bereiken door de koppelelementen zoodanig te kiezen, dat de versterkingsgraad per trap betrekkelijk klein wordt. Aan de andere kant mag de versterking per trap niet te laag worden, omdat anders een groot aantal trappen noodig zou zijn om de benoodigde versterking te behalen, hetgeen niet alleen uit economische overwegingen ongewenscht is, maar ook technische bezwaren heeft: ten eerste zou de totale versterkingsgraad dan sterker van de netspanning afhangen en ten tweede neemt het ruischen van de versterker toe met het aantal versterkerbuizen [3]).

Door versterkerbuizen met groote steilheid toe te passen kan met slechts twee trappen weerstandsversterking een 1500-voudige versterking worden verkregen, welke constant is in het frequentiegebied tusschen tien en een millioen hertz.

Om dit gunstige resultaat te bereiken, moest bijzondere aandacht worden besteed aan de koppelelementen, die tusschen de twee versterkertrappen en tusschen de tweede trap en de afbuigplaten zijn aangebracht. In *fig. 7* is het principeschema van een weerstandsversterker weergegeven. De variaties van de anodestroom van de eerste buis veroorzaken aan de weerstand R_p spanningsvariaties, die via de condensator C_k naar het rooster van de volgende buis worden gevoerd. Bij lage frequenties zal de versterking afvallen, omdat dan de impedantie van de condensator C_k toeneemt en tenslotte niet meer klein is vergeleken met R_g. Wanneer

$$2\,\pi\,f_1\,C_k\,R_g = 1,$$

dan is de versterking juist op $1/\sqrt{2} = 72\%$ gevallen, en dit kan als onderste grens van de versterkte frequentieband worden beschouwd. Door C_k voldoende groot te maken, is het niet moeilijk, een onderste grens van 10 Hz te verkrijgen [4]).

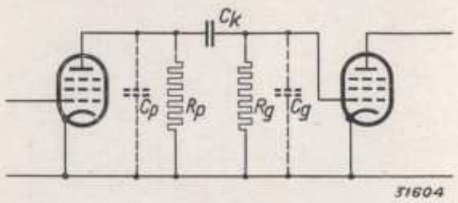


Fig. 7. Principeschakeling van een weerstandsversterker. Behalve de weerstanden R_p en R_g en de condensator C_k zijn in de schakeling nog onvermijdelijke schadelijke capaciteiten C_p en C_g aanwezig.

Indien de schakeling volgens fig. 7 de capaciteiten C_p en C_g niet zou bevatten, dan was de versterking tot onbeperkt hooge frequenties constant. In werkelijkheid valt de versterking voor hooge frequenties af tengevolge van de zg. schadelijke capaciteit $C_s = C_p + C_g$, welke de som is van de capaciteiten van anode, rooster, bedrading en koppelelementen tegen aarde. Het is nauwelijks mogelijk, C_s kleiner dan 15-20 $\mu\mu$F te maken, practisch zal men veelal rekening moeten houden met waarden, die 2 à 3 maal zoo groot zijn.

De vergelijking

$$2\,\pi\,f_2\,R_p\,C_s = 1$$

bepaalt de frequentie f_2, waarboven de versterking lager is dan $1/\sqrt{2}$ van de maximale waarde. Het versterkte frequentiegebied loopt dus van f_1 tot f_2.

Men kan de invloed van de schadelijke capaciteit trachten te compenseeren door in plaats van de koppelweerstand R_p een combinatie van zelfinducties, weerstanden en capaciteiten aan te brengen, die tezamen met de parallel geschakelde capaciteit C_s een impedantie vormt, die onafhankelijk van de frequentie is.

In *fig. 8* zijn enkele voorbeelden van dergelijke combinaties weergegeven. Deze hebben binnen een bepaald frequentiegebied bij benadering de gewenschte eigenschappen. De frequentiekarakteristiek van de versterker wordt hierdoor ten opzichte

[3]) Zie hierover de artikelen van M. Ziegler, Philips techn. T. 2, 136 en 329, 1937.

[4]) Indien men nog belangrijk lagere frequenties wil versterken, dan moeten de koppelcondensatoren bij voorkeur vermeden worden, waardoor, wat de voeding betreft, ingewikkelde schakelingen ontstaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van die van een versterker met weerstandskoppeling naar de hooge frequenties toe uitgebreid, zooals blijkt uit de in *fig. 9* weergegeven krommen, waarin

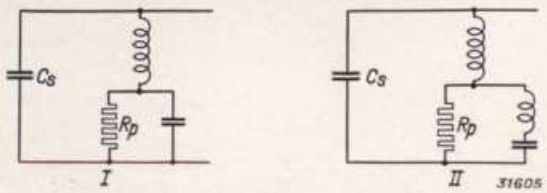


Fig. 8. Samengestelde impedanties, waarvan de waarde als functie van de frequentie practisch constant is tot een grensfrequentie f, die gegeven is door $2\pi f \sim 2/R_p C_s$. De schakeling *II* levert een nog betere compensatie dan de schakeling *I*.

de versterking van twee in cascade geschakelde trappen is uitgezet:

a) in het geval van zuivere weerstandsversterking,

Fig. 9. Frequentiekarakteristiek van de versterker voor de kathodestraaloscillograaf GM 3152, *a* bij toepassing van weerstanden als koppelelementen, *b* wanneer de anodeweerstanden van de eerste en tweede trap resp. zijn vervangen door schakelingen volgens fig. 8, *I* en *II*.

b) na invoering van de compensatieschakelingen volgens fig. 8.

De anodeweerstand R_p werd in beide gevallen gelijk gekozen, terwijl als versterkerbuizen penthoden dienden met een steilheid van ca 5 mA/V en een inwendige weerstand van meer dan $1{,}5 \cdot 10^6 \Omega$. Uit de karakteristieken blijkt, dat de frequentie, waarbij de versterking op $1^1/_2$ afgevallen is, door toepassing van de compensatieschakelingen van 400 kHz op 1050 kHz is verhoogd.

Schakeling van de versterker

In *fig. 10* is de volledige schakeling van de versterker weergegeven. Van de drie versterkerbuizen B_1, B_2, B_3, zijn de laatste twee in balans geschakeld en elk op een van de afbuigplaten van het stel D_1 aangesloten. De anode-impedantie van de eerste versterkerbuis is samengesteld volgens het schema *I* van fig. 8, terwijl de anode-impedanties van de buizen B_2 en B_3 zijn opgebouwd volgens het schema *II*, dat een compensatie van nog grootere schadelijke capaciteiten veroorlooft.

Met behulp van de schakelaars S_1, S_2, S_3 en S_4, die mechanisch met elkaar zijn gekoppeld, kan de versterking verminderd of de versterker geheel buiten werking worden gesteld, indien de sterkte van het op te nemen signaal dit toelaat. In stand *I* wordt het signaal direct aan het rooster van de eerste buis toegevoerd. In stand *II* doorloopt de signaalstroom behalve de ingangsweerstand van de eerste buis nog een serieweerstand; de ingangsimpedantie is dus hooger, maar de gevoeligheid is kleiner. In stand *III* is de signaalspanning direct op de afbuigplaten gezet. In onderstaande tabel zijn de gevoeligheden en de ingangsimpedanties voor de drie verschillende schakelstanden aangegeven.

Schakelstand	Minimale *) spanning benoodigd voor een beeldhoogte van 1 cm		Ingangsimpedantie
	Gelijkspanning	Effectieve wisselspan.	
I	17 mV	6 mV	10 000 Ω–10^6Ω*
II	280 mV	100 mV	170 000 Ω
III	25 V	8,8 V	12 μμF

*) De gevoeligheid kan in de eerste twee schakelstanden met behulp van de potentiometer P tusschen nul en een maximale waarde worden geregeld. In de eerste stand is het mogelijk, de potentiometer buiten werking te stellen; men verliest dan de mogelijkheid om de beeldgrootte op het scherm te regelen, maar verkrijgt een zeer hooge ingangsimpedantie.

De tijdasspanning

De op te nemen signaalspanning geeft aan de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

electronenstraal een uitwijking in de verticale richting. Om een oscillografisch beeld van deze spanning te verkrijgen, moet aan de electronenstraal tegelijkertijd een horizontale uitwijking worden gegeven, die een functie is van de tijd.

met een bepaald veelvoud van de periode van het opgenomen verschijnsel, waardoor het beeld op de buis stil komt te staan.

Behalve de spanning van de ingebouwde zaagtandgenerator kan aan de horizontaal afbuigende

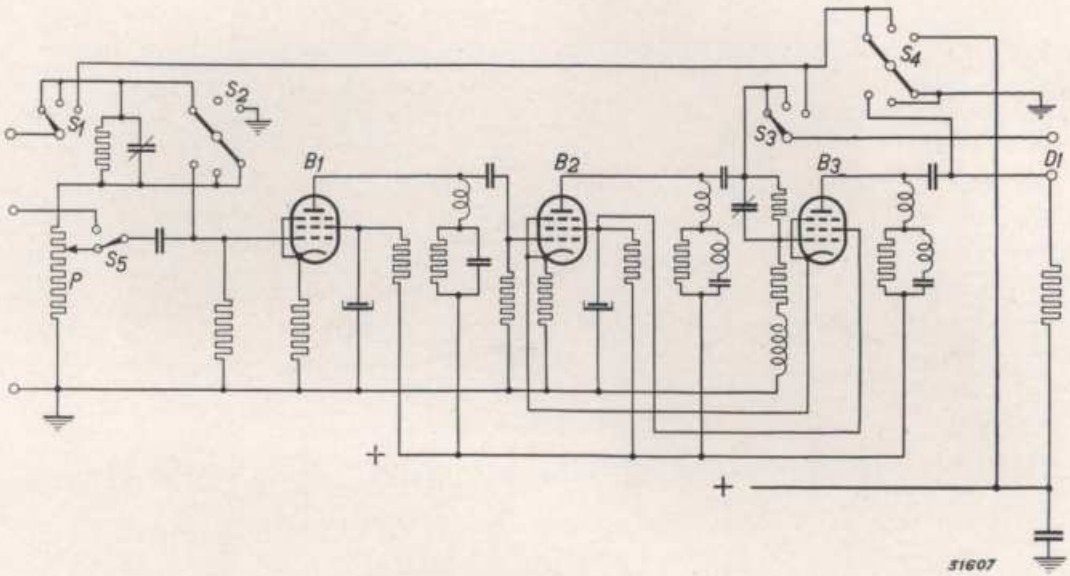


Fig. 10. Volledige schakeling van de versterker van de kathodestraaloscillograaf GM 3152. Maximale versterking 1500 maal voor frequenties van 10 tot 10^6 Hz. De versterkerbuizen B_2 en B_3 zijn in balans geschakeld om een symmetrische afbuiging van de electronenstraal te verkrijgen. S_1 tot S_4 schakelaars voor het regelen van de gevoeligheid in drie trappen; P potentiometer voor het continu regelen, S_5 schakelaar, waarmede de potentiometer buiten werking kan worden gesteld om behalve maximale gevoeligheid ook een zeer hooge ingangsimpedantie te verkrijgen.

Indien de signaalspanning sinusvormig is, dan kan men de frequentie en fase van het signaal onderzoeken door op de tijdas eveneens een sinusvormige spanning te zetten. Men verkrijgt dan de zg. Lissajous-figuren [5]), welke uitsluitsel geven over de frequentieverhouding en de onderlinge fase van signaal- en tijdasspanning.

Dikwijls wenscht men een beeld te verkrijgen, dat de te onderzoeken spanning als functie van de tijd weergeeft. Men gebruikt dan met voordeel een tijdasspanning, die als functie van de tijd zaagtandvormig is, nl. telkens over een bepaald tijdsinterval lineair met de tijd toeneemt en aan het einde van dit interval plotseling op zijn beginwaarde terugvalt.

De oscillograaf GM 3152 is voorzien van een tijdasapparaat, dat een zaagtandvormige spanning levert (zie *fig. 11*), waarvan de frequentie tusschen 2 Hz en 150 kHz geregeld kan worden. Een ingebouwde en regelbare synchronisatie-inrichting kan er voor zorgen, dat bij het opnemen van periodieke verschijnselen de tijdas-periode altijd overeenkomt

platen ook een van buiten aangevoerde spanning worden gelegd, bijv. de spanning van het wisselstroomnet. Verder is het mogelijk, de synchronisatie van de zaagtandgenerator niet door de signaalspanning te doen geschieden, maar door het wisselstroomnet of door een van buiten aangevoerde spanning. De verschillende mogelijkheden voor het synchroniseeren en het toevoeren van tijd-

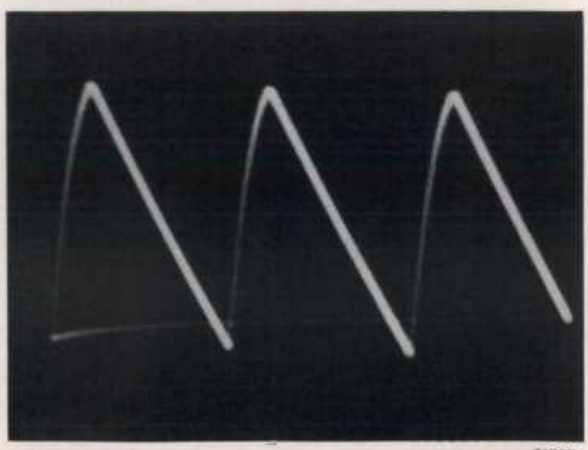


Fig. 11. Oscillogram van de vorm van de tijdbasisspanning. De ontlaadtijd bedraagt 1/20 tot 1/5 van de laadtijd.

[5]) Zie Philips techn. T. **3**, 347, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

asspanningen kunnen naar keuze met elkaar worden gecombineerd door eenvoudig een schakelaar in verschillende standen te draaien.

De constructie en de verschillende schakelmogelijkheden van het tijdasapparaat zijn niet belangrijk veranderd ten opzichte van de vroegere uitvoering, die in het in noot [1]) aangehaalde artikel uitvoerig is besproken en zullen derhalve hier niet nader worden behandeld.

Het waarnemen van het oscillogram

Voor de meeste toepassingen van de kathodestraaloscillograaf is het niet noodig, het oscillogram vast te houden, maar kan men volstaan met een visueele beoordeeling van het oscillografische beeld op het scherm van de kathodestraalbuis. Het waarnemen van éénmalig afloopende, dus niet-periodieke verschijnselen wordt vergemakkelijkt, doordat als fluoresceerend materiaal van het scherm een stof is gebruikt, die nalichtende eigenschappen bezit.

De practische nalichtduur dwz. de tijd, waarover de kromme op het scherm kan worden gezien, hangt af van de oorspronkelijke intensiteit en neemt dus af met toenemende schrijfsnelheid. In *fig. 12* is het experimenteel gevonden verband tusschen de nalichtduur en de schrijfsnelheid weergegeven. Aangezien bij deze proeven gebleken is, dat men een waarnemingstijd van 1 sec noodig heeft om een oscillogram te kunnen beoordeelen, volgt hieruit een maximale schrijfsnelheid van 1,5 km/sec. Wanneer de totale lengte van de kromme op het oscillogram bijv. 2 cm bedraagt, dan beteekent dit een totale duur van $1{,}3 \cdot 10^{-5}$ sec.

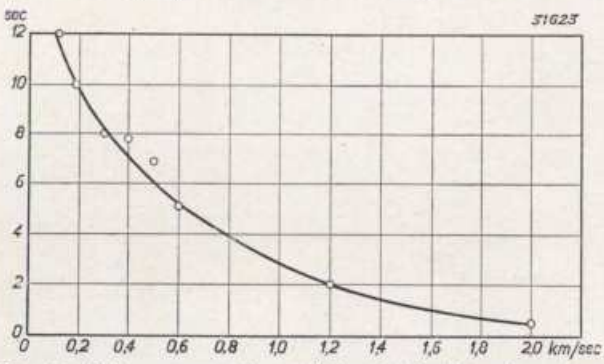


Fig. 12. Tijd, waarover het nalichtende beeld op het scherm van de kathodestraalbuis waarneembaar is als functie van de schrijfsnelheid. Indien men onderstelt, dat men het beeld 1 sec moet herkennen om de belangrijkste eigenschappen daarvan te zien, komt men tot een maximale schrijfsnelheid van 1,5 km/sec.

Fig. 13. De kathodestraaloscillograaf GM 3152 met het omklapbare statief GM 4192 voor het monteeren van een camera.

Indien men een verschijnsel van nog kortere duur wil opnemen, dan moet men het beeld fotografeeren. Hiertoe is een speciaal statief geconstrueerd, dat de instelling van het fototoestel zeer vergemakkelijkt (zie *fig. 13*). Als fotografische film kan men het beste een panchromatisch materiaal gebruiken, dat voor het geelgroene licht van het scherm nog gevoelig is.

Behalve van het fototoestel en van de fotografische emulsie hangt de bereikbare schrijfsnelheid ook af van de sterkte van de straalstroom. Het is toelaatbaar om gedurende de belichting met een grootere straalstroom te werken dan normaal. Daartoe kan de negatieve spanning van de regelelectrode veranderd worden met behulp van een uitwendig aan de achterzijde van het apparaat aan te sluiten batterij met schakelaar. Aan een groote straalstroom is echter het nadeel verbonden, dat de lichtstreep dikker wordt, waardoor details van het beeld minder goed uitkomen.

Practisch kan men bij lensopening 1 : 2 en een filmgevoeligheid van $\frac{18^\circ}{10}$ DIN een schrijfsnelheid van ca 2,5 km/sec bereiken en dus eenmalige verschijnselen opnemen met een duur van ca 10^{-5} sec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

DE STEMMING VAN MUZIEKINSTRUMENTEN EN ORKESTEN

door BALTH. van der POL en C. C. J. ADDINK. 534.321.7.08:621.317.755

Een opstelling wordt beschreven, waarmede een toonhoogte binnen ongeveer 1 seconde op 0,2 Hz nauwkeurig kan worden bepaald. Hiermede is het mogelijk, de stemming (frequentie van de a) van een orkest tijdens een uitvoering te meten. Door middel van een groot aantal dergelijke metingen bij omroepuitzendingen van verschillende landen werd een statistisch overzicht verkregen van de stemmingen, welke tegenwoordig door de musici worden gebruikt. Het gemiddelde van alle metingen levert voor de a een frequentie zeer nabij 440 Hz.

Voor het stemmen van muziekinstrumenten is in het jaar 1885 internationaal een frequentie van 435 Hz vastgesteld voor de toon a, waarvan bij het stemmen wordt uitgegaan. Kleine afwijkingen hiervan zijn bij een solo-uitvoering van een instrument van weinig belang. Voor de meeste luisteraars is een juiste relatieve stemming van het instrument voldoende, en ook luisteraars, die in het bezit zijn van een absoluut gehoor, zullen afwijkingen van één of enkele Hz bij een solo-uitvoering in het algemeen nog niet als hinderlijk kunnen aanmerken. Voor het samenspel van verschillende instrumenten, waar een volkomen onderlinge overeenstemming geëischt moet worden, is het echter van veel belang om de stemming aan te passen bij een algemeen vastgestelde. Immers alleen dan zal een willekeurig instrument (bijv. van een solist) in willekeurige ensembles kunnen spelen. Het veranderen van de absolute stemming is nl. bij de meeste muziekinstrumenten slechts beperkt mogelijk, daar reeds bij hun fabricage rekening is gehouden met een bepaalde stemming [1]); bij sommige instrumenten, zooals harmonium, accordeon, enz. is zelfs de stemming in het geheel niet te beïnvloeden (althans niet zonder blijvende veranderingen).

Is het dus aan de eene kant wenschelijk, dat de absolute stemming bij alle instrumenten dezelfde is, dan is aan de andere kant in de practijk gebleken, dat door de musici tegenwoordig allerminst de hand wordt gehouden aan de indertijd vastgestelde stemming a = 435 Hz. Er is een zeer duidelijke tendentie te bespeuren om in een hooger gelegen stemming te spelen. Welke ook de redenen hiervan mogen zijn, het lijkt gewenscht om de vaststelling van de stemming aan te passen bij de feitelijke toestand. Deze eisch klemt te meer, daar de ontwikkeling van de omroep een intensievere uitwisseling van solisten en ensembles heeft medegebracht.

Teneinde nu eenige statistische gegevens betreffende de tegenwoordig gebruikte stemmingen te verzamelen, is in dit laboratorium een meetmethode uitgewerkt, waarmede de stemming van een orkest tijdens een uitvoering kan worden bepaald. Volgens deze methode zijn een groot aantal metingen verricht bij muziekprogramma's van verschillende omroepzenders, daar deze programma's, die men dagelijks in groote hoeveelheden kan beluisteren, zich gemakkelijk leenen voor het verkrijgen van een statistisch overzicht en tevens de omroep, zooals reeds werd opgemerkt, een der meest belanghebbenden bij een nieuwe regeling is. We willen hier een beschrijving geven van de apparatuur, waarmee de metingen zijn verricht; daarna zullen de resultaten van de metingen in het kort worden besproken.

De meetopstelling

Het bepalen van de stemming komt neer op het meten van de frequentie van de a, die in de muziek voorkomt. De gebruikelijke methoden voor het meten van toonhoogten, zooals bijv. het vergelijken met de toon van een stemvork en tellen der zwevingen, komen voor ons doel niet in aanmerking, daar zij te veel tijd vereischen. De te meten tonen in de muziek zijn hoogstens enkele seconden, in het algemeen slechts een onderdeel van een seconde aanwezig. Men zou de eisch van een zeer snelle meting kunnen omzeilen, door de uitvoering op een geluidsfilm te registreeren en later het aantal trillingen van een toon op de filmstrook uit te tellen. Het behoeft wel geen betoog, dat deze methode niet zeer geschikt is voor het aanleggen van een statistiek, waarin vele honderden metingen verwerkt dienen te zijn. We hebben daarom een methode uitgewerkt, die een voldoend snelle rechtstreeksche meting van de toonhoogte veroorlooft.

[1]) Dat dit noodzakelijk is, is gemakkelijk in te zien. Bijv. bij instrumenten met vaste stemgaten, zooals fluit, clarinet enz. is de, door de afstand der gaten bepaalde, relatieve stemming slechts bij een bepaalde absolute stemming juist. Bij snaarinstrumenten, waar de snaren gestemd worden door veranderen van hun spanning, hangen de krachten, die het klankbord moet kunnen weerstaan, van de stemming af. Enz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De opstelling is schematisch weergegeven in *fig. 1*. De metingen worden uitgevoerd met behulp van een kathodestraaloscillograaf. Aan het ééne stel afbuigplaten wordt een wisselspanning toegevoerd, die door een speciale toongenerator wordt opgewekt en waarvan de frequentie binnen zekere grenzen rondom 435 Hz kan worden gewijzigd. Aan het andere stel afbuigplaten van de oscillograaf wordt dezelfde wisselspanning toegevoerd, die echter eerst in een *R*-*C*-kring 90° in fase gedraaid is. Op het scherm ziet men dan een cirkel, die ontstaat, doordat de lichtvlek met de frequentie van de toegevoerde wisselspanning omloopt.

Vóór de uitgang van het radiotoestel, waarmee men de te controleeren muziek ontvangt, is een eenvoudig filter geschakeld, dat alleen de tonen met frequenties in de nabijheid van 435 Hz, dus de al of niet verstemde a doorlaat. De aldus gefilterde uitgangsspanning wordt versterkt en aan de regelelectrode van de kathodestraalbuis gelegd. Hierdoor wordt de buisstroom met de frequentie van de a in de muziek onderdrukt en weer vrijgegeven.

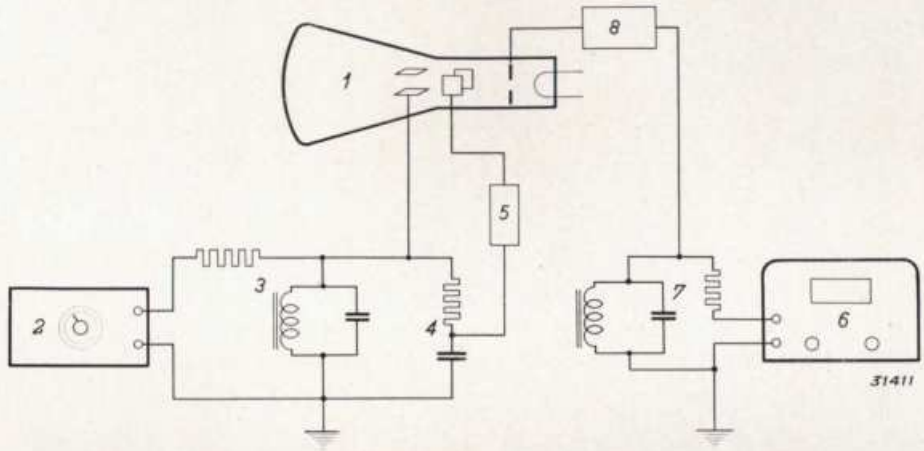


Fig. 1. Opstelling voor het meten van toonhoogten met de kathodestraaloscillograaf. *1* Oscillograaf; *2* speciale toongenerator, die een op 0,2 Hz instelbare frequentie tusschen 400 en 470 Hz levert; *3* filter om de boventonen uit de spanning van de toongenerator te zeven; *4* *R*-*C*-kring, waarmee de generatorspanning 90° in fase gedraaid wordt; *5* versterker voor de spanning, die bij het in fase draaien tevens verzwakt is; *6* radio-ontvangtoestel; *7* filter, dat van de muziekspanning alleen de frequenties tusschen 400 en 470 Hz doorlaat; *8* versterker voor deze gefilterde uitgangsspanning.

Fig. 2. Foto van de geheele opstelling. Links de toongenerator, daarachter het filter voor het uitzeven der boventonen. Op het scherm van de kathodestraaloscillograaf in het midden ziet men de halve cirkel. Rechts naast de oscillograaf de versterker met de fasedraaiende kring (*4* en *5* van fig. 1), dan het filter voor de muziekspanning; daarachter het radio-ontvangtoestel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Klopt deze frequentie precies met diegene, waarmee de lichtvlek in de cirkel omloopt, dan zal de vlek tijdens de eene helft van zijn cirkelbaan zichtbaar zijn, tijdens de andere helft onzichtbaar: men ziet op het scherm een stilstaande halve cirkel (*fig. 2*). Is de frequentie van de a in de muziek echter iets hooger (resp. lager) dan de in de toongenerator opgewekte, dan zal het dooven van de lichtvlek in achtereenvolgende omloopen telkens iets eerder (resp. later) plaats vinden dan het voltooien van de omloop, zoodat de halve cirkel op het scherm rechtsom of linksom zal gaan draaien, met een frequentie gelijk aan het verschil der frequentie van de toongenerator en de a in de muziek. Men wijzigt nu de frequentie van de toongenerator zoodanig, dat de halve cirkel stilstaat, en kan dan uit de ijking van de toongenerator onmiddellijk de frequentie van de a in de muziek aflezen.

Het is voor de meting niet geheel onverschillig of men de lichtvlek op het scherm bij het beschrijven van de cirkel linksom of rechtsom laat loopen. Immers hiervan zal afhangen of de halve cirkel bij een te hooge a rechtsom of linksom zal wentelen. Men zal het nu zoo inrichten, dat de draaiïng van de knop van de toongenerator, noodig om de wentelende halve cirkel tot stilstand te brengen, tegengesteld is aan die wenteling. De beweging van de hand beantwoordt dan aan een natuurlijke reactie, hetgeen voor een snelle meting belangrijk is.

De metingen zijn het gemakkelijkst uit te voeren bij muziekstukken, die in a of in d getoonzet zijn, omdat dan de a veelvuldig voorkomt (als tonica resp. dominant). Staat het stuk bijv. in as, dan zou men in plaats van de a, die dan slechts zelden voorkomt, eventueel de as kunnen meten. Een verwisseling van de a met de as of de ais behoeft men ook bij sterk verstemde tonen niet te vreezen: in het geval a = 435 Hz komt de as bij 411 Hz, de ais bij 461 Hz te liggen.

De toongenerator

De te gebruiken toongenerator moet aan zeer bijzondere eischen voldoen. Zijn frequentie moet, binnen een gebied van ongeveer 400 tot 470 Hz [2]), gemakkelijk te regelen en op enkele tiende Hz nauwkeurig te reproduceeren zijn. Zou men voor het opwekken van de trilling een electrische trillingskring, af te stemmen met een gewone draaicondensator, willen gebruiken, dan komt men tot onpractisch hooge waarden van de zelfinductie. Brengt men de gewenschte trilling voort als zweving van twee electrische trillingskringen van hooge frequentie (bijv. 10^6 Hz), dan vervalt de genoemde moeilijkheid, echter is het dan lastig om de vereischte nauwkeurigheid te realiseeren, daar de toelaatbare procentueele fout in de frequentie der kringen zeer klein wordt.

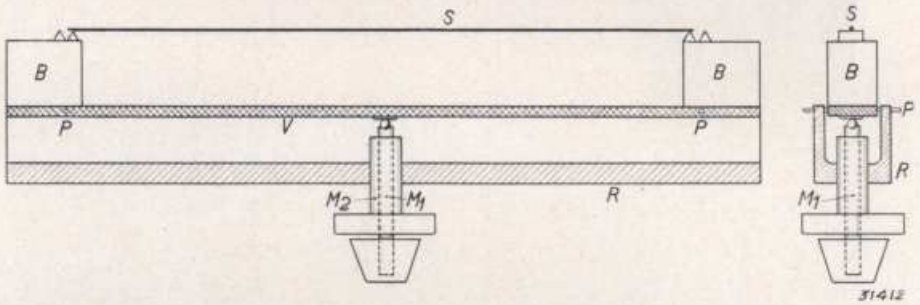


Fig. 3. De snaar S is tusschen twee geharde stalen blokken B gespannen, die op de uiteinden van een, aan weerskanten met pinnen P in een stevig raam R gelagerde, stalen bladveer V bevestigd zijn. Midden op de veer drukt een micrometerschroef M_1, waardoor de veer meer of minder kan worden doorgebogen, zoodat de lengte (en spanning) van de snaar verandert. De beide drukpunten zijn glashard en gepolijst. De schroef M_1 loopt in een concentrische en afzonderlijk verstelbare schroef M_2, waarmee het nulpunt van de frequentieschaal, waarover de knop van M_1 beweegt, kan worden gecorrigeerd.

Voor het opwekken van de trilling is derhalve een mechanische oscillator gebruikt, nl. een stalen snaar [3]). Deze is, als in *fig. 3* en *4* aangegeven, tusschen twee stalen blokken over een stevige bladveer gespannen. Met behulp van een micrometerschroef, die op het midden van de, aan de beide einden gelagerde bladveer drukt, kan deze laatste meer of minder doorgebogen worden, waardoor de spanning en daarmee de eigenfrequentie van de snaar verandert.

Evenwijdig aan de snaar en op geringe afstand van deze is een draadvormige electrode geïsoleerd

[2]) Dit met het oog op de wenschelijkheid, eventueel ook een as of ais te kunnen meten.

[3]) Een stemvork, die veelal als oscillator voor toonfrequenties wordt gebruikt, is voor ons doel minder geschikt, daar hierbij de toonhoogte niet voldoende gemakkelijk te veranderen is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

aangebracht. Deze vormt tezamen met de snaar een condensator, waaraan een hooge gelijkspanning wordt gelegd. Wanneer de snaar trilt, heeft de periodieke afstandsverandering der twee condensator-„platen" een capaciteitsvariatie tengevolge, waardoor de spanning aan de condensator in hetzelfde rhythme verandert. Deze spanningswisselingen worden in twee versterkerbuizen versterkt.

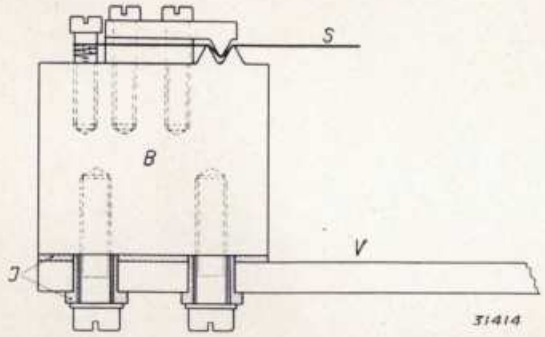


Fig. 4. Met het oog op de reproduceerbaarheid der instelling mogen de uiteinden der snaar niet in hun inklemming glijden. Dit is bereikt door de hier weergegeven constructie. De blokken B zijn door een tusschenlaag I electrisch van de veer V geïsoleerd, teneinde een stroom door de snaar te kunnen sturen.

Om de trillingen van de snaar te onderhouden, is een terugkoppeling noodig. Deze is verkregen, door de snaar in het veld van een permanente magneet te plaatsen en haar door een wisselstroom (ongeveer 15 mA) te doen doorloopen, die, via een transformator voor de aanpassing, geleverd wordt door de uitgang van de versterker; zie het schakelschema *fig. 5*. De spanning aan de secundaire wikkeling van de transformator is tennaastebij 90° in fase verschoven ten opzichte van de stroom in de primaire wikkeling. Hetzelfde geldt dus ook voor de stroom door de snaar in verhouding tot de spanning aan de draadcondensator (uitwijking van de snaar), zoodat de trillingen van de snaar electrodynamisch worden onderhouden.

De amplitude van de snaar wordt door een automatische volumeregeling begrensd. Hierbij wordt de naar de eerste versterkerbuis terug te voeren regelspanning, na gelijkrichting en afvlakking, met een potentiometer zoodanig ingesteld, dat de snaar de gewenschte amplitude (ongeveer 0,5 mm) krijgt. Teneinde te vermijden, dat de automatische volumeregeling het aanloopen van de snaar belemmert, is de schakeling, met name de R-C-tijd van de afvlakking der regelspanning, zoo gekozen, dat de automatische volumeregeling pas in werking treedt, nadat de snaar reeds is aangeloopen. Bij stilstaande snaar is de versterking ongeveer 3 maal zoo groot als bij trillende snaar; zoodoende gaat de amplitude van de snaar tijdens het aanloopen door een maximum.

Het is van belang, dat de snaar steeds met dezelfde amplitude trilt, aangezien de frequentie van de snaar ook in geringe mate van de amplitude afhangt. Weliswaar zorgt de automatische volumeregeling voor een constante stationnaire waarde van de amplitude. Wanneer echter de versterking snel varieert, bijv. bij fluctuaties van de schermroosterspanning der versterkerbuizen tengevolge van schommelingen in de netspanning, zou de amplitude van de snaar toch kunnen veranderen, daar aan de automatische volumeregeling, zooals hierboven werd uiteengezet, met opzet een zekere traagheid gegeven is. Teneinde deze invloed van de netspanning op de frequentie uit te schakelen, is naast de automatische volumeregeling nog een stabilisatie van de schermroosterspanning toegepast.

Het ijken van de toongenerator

Voor het ijken van de toongenerator werd een electrisch aangedreven stemvork gebruikt. De frequentie hiervan (1001,35 Hz bij 24 °C) werd nauwkeurig bepaald door op de vork een telmechanisme (synchroonklok) aan te sluiten en de aanwijzingen van de teller te vergelijken met het interval van twee tijdseinen, dat bijv. een heele dag kon bedragen. Hierna werden de wisselspanningen van de stemvork en van de toongenerator aan de verticale resp. horizontale afbuigplaten van de kathodestraaloscillograaf toegevoerd, waardoor op diens scherm figuren van Lissajous ontstaan. Uit deze figuren kan de frequentieverhouding tusschen stemvork en toongenerator worden afgelezen. De schaal bij de micrometerschroef, waarmee de spanning van de snaar wordt veranderd, is op deze wijze onmiddel-

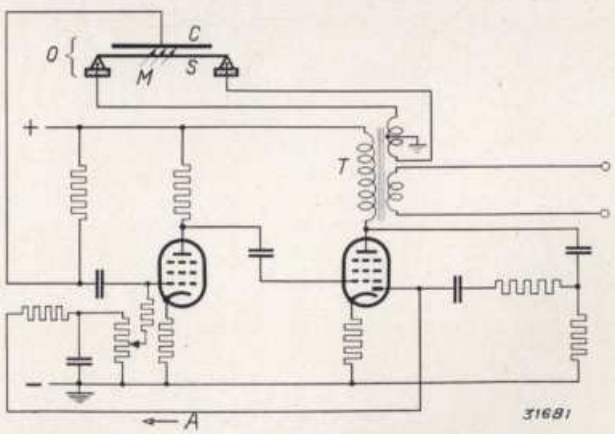


Fig. 5. Vereenvoudigd schakelschema van de toongenerator. De (mechanische) oscillator O wordt gevormd door een in een magneetveld M geplaatste snaar S met een evenwijdig daaraan gespannen draadvormige electrode C. Door de snaar loopt een stroom, die door een aftakking van de uitgangstransformator T wordt geleverd. Een gedeelte van de uitgangsspanning is voor een automatische volumeregeling (A) naar het rooster van de eerste versterkerbuis teruggevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

lijk in Hz geijkt. Aangezien echter de toonhoogte van de snaar nog aan variaties onderhevig is, met name tengevolge van temperatuurveranderingen, is de micrometerschroef uit twee concentrische schroeven samengesteld. De knop van de ééne schroef draagt de wijzer, die over de geijkte schaal loopt; de tweede schroef dient alleen voor het compenseeren van eventueele toonhoogteveranderingen, dwz. voor het corrigeeren van het nulpunt van de schaal. Hiervoor wordt weer de reeds genoemde geijkte stemvork gebruikt. De spanning van de stemvork wordt in plaats van de gefilterde uitgangsspanning van het radiotoestel aan de regelelectrode van de oscillograafbuis gelegd. Heeft de stemvork precies 1000 Hz, de toongenerator 400 Hz, dan dooft de lichtvlek op het scherm vijf keer in twee volle omwentelingen: men ziet een stilstaande cirkel met vijf donkere knooppunten. Men stelt dus de toongenerator op 400 Hz in en draait zoolang aan de correctieknop, totdat men deze figuur op het scherm krijgt. De nulpuntscorrectie is vooral noodig tijdens het opwarmen van de generator, maar wordt ook tijdens de metingen nu en dan herhaald [4]).

De instelnauwkeurigheid bedraagt $\pm$ 0,2 Hz. Met deze nauwkeurigheid kan echter alleen de frequentie van de a van vast afgestemde instrumenten, zooals orgel, piano, harp enz., bepaald worden. Bij strijkinstrumenten, zangstemmen enz. kan de wentelende cirkel, vooral ook wegens het vibrato, nooit geheel tot rust gebracht worden, maar moet de toongenerator zoo ingesteld worden, dat de halve cirkel even vaak naar rechts als naar links draait of om een middenstand trilt. De nauwkeurigheid van deze instelling is uiteraard kleiner, de fouten bedragen dan ongeveer 0,5 Hz.

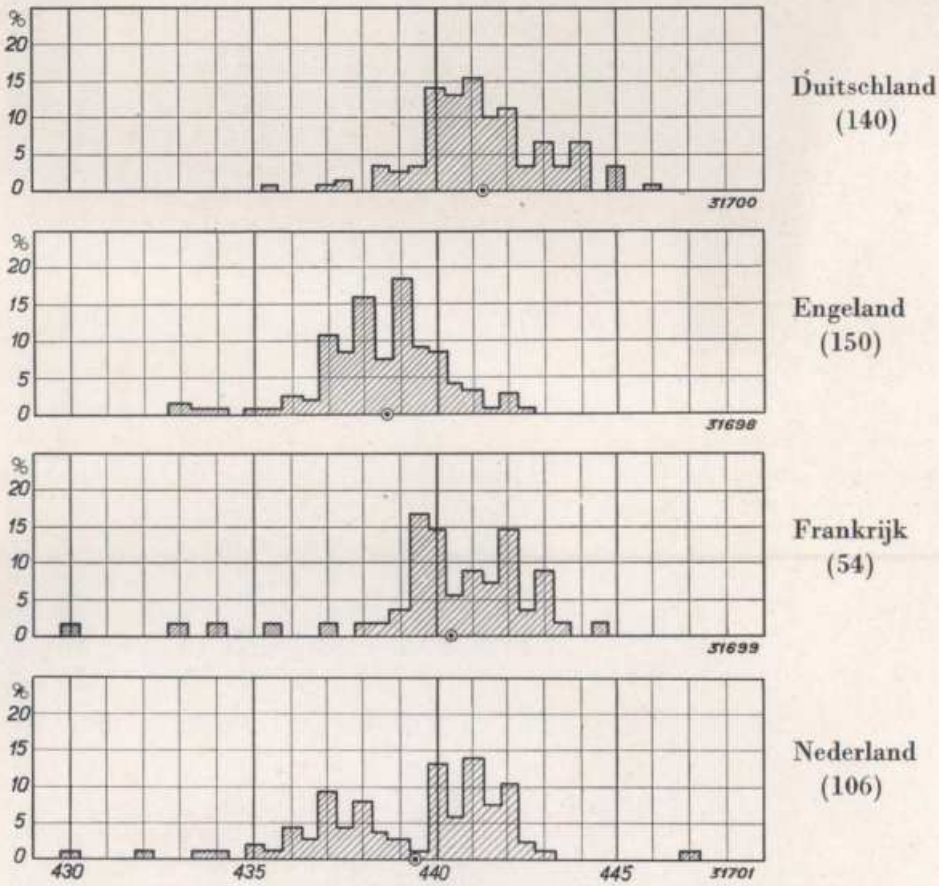


Fig. 6. Statistisch overzicht van de stemming, die bij een groot aantal muziekuitzendingen van omroepzenders in vier verschillende landen werd geconstateerd. De abscissen geven de frequentie van de a in Hz. De ordinaten geven aan, hoe vaak elke stemming percentsgewijze voorkwam. Bij elk land is het totaal aantal metingen vermeld. Neemt men het gemiddelde van alle metingen (voor elk land afzonderlijk is het door een stip aangegeven), dan vindt men voor de a een frequentie zeer nabij 440 Hz.

[4]) Bij een groote nulpuntscorrectie blijkt de relatieve ijking van de schaal iets te veranderen, tot ca. $^1/_2$ Hz. De ijking is derhalve eerst na opwarmen (ongeveer 1 à 2 uur) van de generator uitgevoerd. Wanneer het een bezwaar is om het instrument zoo lang vóór de metingen te laten instaan, kan men de invloed van het opwarmen eenvoudig uitschakelen door de snaar en de versterker in gescheiden kastjes te monteeren. De variaties in de kamertemperatuur, die nog overblijven, mogen verwaarloosd worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Meetresultaten

Bij de metingen blijkt, dat tijdens een uitvoering de frequentie van de a van een orkest of van enkele instrumenten steeds 1 à 2 Hz, een enkele maal 4 à 5 Hz varieert. Als voorbeeld laten we hier de volledige analyse volgen van een concert, dat op 27 October 1938 gegeven werd in het Concertgebouw te Amsterdam onder leiding van Willem Mengelberg. Vóór de pauze werd het eerste pianoconcert van Beethoven uitgevoerd. Bij het stemmen van het orkest constateerden we, dat de a van de piano 440 Hz had, die van het orkest echter gemiddeld 441 Hz. In de tutti vertoonde het orkest de neiging om de a 2 Hz hooger te nemen; het daalde weer tot de aanvankelijke stemming, zoodra de piano inzette. Dit verschijnsel wordt overigens dikwijls waargenomen. Na de pauze werd een symphonie van Brahms gespeeld. Bij het stemmen van het orkest werd nu een frequentie 443 Hz geconstateerd. In het eerste gedeelte van de symphonie kon de a van een hoorn geïdentificeerd worden: hij had 444 Hz. Een paar minuten later was het geheele orkest op 441,5 Hz. In het tweede gedeelte kwam een a van de hoorn met 442 Hz; daarna werd voor het orkest 442,5 Hz gevonden. In het derde gedeelte hadden de strijkers weer 442,5 Hz, terwijl in de climax van de finale de hoorns naar voren traden met 443 Hz. Ook dit is weer een vrij algemeen verschijnsel, dat nl. bij een climax de frequentie hooger genomen wordt, waarschijnlijk tengevolge van het feit, dat de blaasinstrumenten bij een fortissimo in toonhoogte stijgen. Bij lang aangehouden tonen daarentegen zakken de blaasinstrumenten kort vóór het afbreken soms enkele Hz.

De gemiddelde stemming werd bij een groot aantal uitvoeringen van omroepzenders in Duitschland, Engeland, Frankrijk en Nederland bepaald. In *fig. 6* is voor elk land afzonderlijk geteekend, hoe vaak de verschillende stemmingen vertegenwoordigd waren. Het blijkt duidelijk, dat de stemming in Duitschland en Frankrijk gemiddeld iets hooger genomen wordt dan in Engeland, terwijl de spreiding het grootst is in Nederland. Als gemiddelde waarde van alle metingen vindt men een frequentie zeer nabij 440 Hz. Dit is dan ook de frequentie, die de meeste aanbeveling verdient voor een nieuwe internationale vaststelling, zooals die op het oogenblik, vooral op initiatief van de omroeporganisaties, onder oogen wordt gezien.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1392: J. van Slooten: The stability of a triode-oscillator with grid-condenser and leak (Wirel. Eng. **16**, 16-19, Jan. 1939).

Vooral bij korte golven en sterke terugkoppeling kunnen triode-oscillatoren met roostercondensator en lekweerstand een relaxatie-verschijnsel vertoonen, waarbij de trilling periodiek wordt onderbroken. Men moet dit verschijnsel beschouwen als een onstabiliteit van de normale trillingstoestand. De stabiliteit wordt onderzocht met behulp van de methode der kleine trillingen, nl. door het gedrag na te gaan van kleine schommelingen der amplitude rondom haar stationnaire waarde, waarbij een voorwaarde voor de stabiliteit wordt gevonden.

1393: J. van Niekerk and Maria S. C. Bliek: On the vitamin-D content of cow's colostrum (Act. brevia Neerl. **9**, 25-26, Jan. 1939).

Voor het gehalte aan vitamine D van de melk van een koe gedurende de eerst dag na het kalven (colostrum) hebben Engelsche onderzoekers een ongeveer drie maal hoogere waarde gevonden als voor dat van gewone melk. In de volgende dagen neemt het gehalte af en na vijf dagen is het gelijk aan dat van gewone melk. De schrijvers hebben nu met behulp van jonge rachitische ratten bepaald, dat de antirachitische werking van de melk van een drietal koeien uit Friesland gedurende de eerste dag na het kalven, uitgedrukt in internationale eenheden, zes- tot tienmaal zoo groot is als van gewone melk.

1394: N. F. Moerman† und H. H. Kraak†: Das Fluoreszenzschema der Uranylsalze (Rec. trav. chim. Pays-Bas **58**, 34-38, Jan. 1939).

Het absorptiespectrum van uranylverbindingen heeft bij —180 °C één band gemeen met het emissiespectrum. Bij kamertemperatuur ziet men echter aan de roode zijde van het absorptiespectrum een band erbij komen, die in golflengte overeenstemt met de belangrijkste band uit het emissiespectrum, terwijl er aan de violette kant van het emissie-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

spectrum ook een band bij komt, die dezelfde golflengte heeft als de belangrijkste absorptieband. Aan de hand van de potentiaalkromme voor het uranylion in afhankelijkheid van de afstand tusschen uranium- en zuurstofatoom is dit gedrag te verklaren. Bij $-180°$ C heeft er slechts absorptie plaats vanuit de grondtoestand, terwijl bij hoogere temperaturen minder diep gelegen toestanden ook een rol gaan spelen. Het temperatuurevenwicht wordt binnen 10^{-6} sec bereikt.

1395: W. J. Oosterkamp: Problemen bij de constructie van technische röntgenbuizen (Diss. Delft 1939).

In dit proefschrift wordt nagegaan, aan welke eischen röntgenbuizen moeten voldoen, teneinde geschikt te zijn voor: medische fotografie, medische doorlichting, medische therapie, macroscopisch materiaalonderzoek of onderzoek van kristalstructuren. Verder wordt de thermische belastbaarheid onderzocht voor kortstondige en continue belasting, waarna tenslotte eenige problemen worden behandeld, die zich voordoen bij het werken met hoogspanning.

1396*: F. A. Heyn: De wisselwerking tusschen neutronen en materie (I) (Ned. T. Natuurk. **6**, 25-50, Febr. 1939).

In dit samenvattend artikel wordt een overzicht gegeven van de verschillende reacties, die neutronen kunnen aangaan met atoomkernen.

1397: W. Uyterhoeven et C. Verburg: Température des électrons T_e dans une décharge en colonne positive à courant alternatif (50 périodes par seconde). Résultats pour le néon (C.R. Acad. Sci., Paris, **208**, 269-271, Jan. 1939).

Volgens de in **1380** beschreven methode wordt bij iedere fase van de wisselstroom van 50 per/sec de electronentemperatuur in neon gemeten aan een positieve zuilontlading. De stroomspanningskarakteristieken der sonde hebben dezelfde vorm als voor gelijkstroom. Het verloop van de electronentemperatuur met de tijd blijkt analoog met het spanningsverloop aan de klemmen van de lamp. De electronentemperatuur is bij een wisselstroomontlading in neon bij een druk van 70 mm niet constant over de doorsnede, maar is in de as hooger dan aan de rand, terwijl ze bij een gelijkstroomontlading niet afhangt van de afstand tot de as. Teneinde de voor de meting noodzakelijke homogeniteit en stabiliteit der ontlading te verkrijgen werden bij de electroden laagspanningsboogjes aangebracht als hulpontladingen.

1398*: W. G. Burgers: Metallografisch onderzoek met de electronenmicroscoop (Polytechn. Wbl. **33**, 17-18, Jan. 1939 en 38-40, Febr. 1939).

Een samenvattend overzicht van vroegere publicaties van den schrijver, waarvoor wij o.a. kunnen verwijzen naar: Philips techn. T. **1**, 313 en 321, 1936.

1399: J. L. Snoek: Magnetic aftereffect and chemical constitution (Physica **6**, 161-170, Febr. 1939).

Door een serie van warmtebehandelingen in een gasatmosfeer van nauwkeurig bepaalde samenstelling, wordt aangetoond, dat de in **1339** beschreven ferromagnetische vertragingsverschijnselen (magnetische nawerking en afname van de permeabiliteit na ontmagnetisatie) veroorzaakt werden door de aanwezigheid van een geringe hoeveelheid koolstof (ongeveer 0,008%) in het overigens zeer zuivere ijzer. Volkomen analoge verschijnselen treden op, indien gelijke hoeveelheden stikstof aan hetzelfde ijzer worden toegevoegd. De constante r_1 uit de formeele theorie van **1339** blijkt evenredig te zijn met de concentratie van de stikstof (koolstof). Een voorloopige theorie van de specifieke werking van deze beide elementen wordt gegeven, welke gebaseerd is op de groote bewegelijkheid van deze atomen. Aangenomen wordt, dat de atomen van de stikstof (koolstof) onder invloed van magnetostrictieve krachten uit of in de grenslagen tusschen de ferromagnetische elementaire gebieden diffundeeren.

1400*: M. J. Druyvesteyn und J. G. W. Mulder: Fortschritte auf dem Gebiete der Lebensdauer von Gleichrichterröhren mit Oxydkathode und Gasfüllung (tschechisch; Slaboproudy Obzor **4**, 1-4, Jan. 1939).

Een samenvattend overzicht wordt gegeven van experimenten over kathodeverstuiving en verdwijnen van het gas gedurende de ontlading bij verschillende vormen van de gloeikathode en verschillende gasvullingen. Het blijkt, dat bij drukken van minder dan 1 mm ontladingsbuizen gevuld met krypton en xenon een verrassend lange levensduur hebben en uitermate geschikt als gelijkrichterbuizen te gebruiken zijn.

*) Van publicaties, gemerkt met een *, is geen voor verspreiding voldoend aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

1401: W. Uyterhoeven et C. Verburg: Température des électrons (T_e) dans une décharge en colonne positive à courant alternatif (50 périodes par seconde). Mesures dans un mélange Ne-Na (lampes à vapeur de sodium). (C.R. Acad. Sci., Paris, **208**, 503-505, Febr. 1939).

Volgens de in **1380** beschreven methode wordt bij iedere fase van de wisselstroom van 50 perioden de electronentemperatuur gemeten in een mengsel van natrium en neon, zooals dit voorkomt in natriumlampen. De klemspanning en de electronentemperatuur op verschillende afstanden van de as worden in afhankelijkheid van de fase weergegeven. Bij het begin van een fase zijn de natriumatomen nog gelijkmatig over de geheele buisdoorsnede verdeeld, zoodat de electronentemperatuur dan practisch in de geheele buis dezelfde lage waarde heeft. Naarmate de stroom toeneemt, verdwijnen door ionisatie de beschikbare natriumatomen; daardoor stijgt de electronentemperatuur en wel het eerst in de as van de ontlading, aangezien daar ter plaatse de stroomdichtheid het grootst is. Is de stroomsterkte ongeveer maximaal, dan is de electronentemperatuur in de as van de buis veel hooger dan aan de rand.

1402: J. D. Fast: The preparation of pure titanium iodides (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **58**, 174-180, Febr. 1939).

Een methode voor het bereiden van de zuivere tetra-, tri- en dijodiden van titanium wordt beschreven. Bij verhitting van het trijodide boven 350 °C in een hoog vacuum valt dit uiteen in dien tetrajodide. Verhit men het dijodide in hoog vacuum boven 480 °C, dan valt het ten deele uiteen in titanium en het tetrajodide van titanium, terwijl tegelijkertijd een gedeelte verdampt zonder te ontleden. De gasfase, die met vast titaniumdijodide in evenwicht is, bestaat derhalve uit een mengsel van tetra- en dijodide. Verder worden nog enkele eigenschappen der jodiden besproken.

1403: C. J. Bakker and G. Heller: On the Brownian motion in electric resistances (Physica **6**, 262-274, Maart 1939).

In dit artikel wordt aangetoond, hoe men uit zeer algemeene statistische overwegingen kan afleiden, dat het gemiddelde kwadraat van de spanning V op een weerstand R in een frequentiegebied $\Delta\nu$ bij de absolute temperatuur T kan worden voorgesteld door de bekende uitdrukking: $\Delta V^2 = 4\,k\,T\,R\,\Delta\nu$. De invloed van de vrije weglengte der electronen wordt nagegaan, waarbij als speciale gevallen de statistiek volgens Fermi en die volgens Boltzmann worden gebruikt.

1404: W. Elenbaas: Über das kontinuierliche Spektrum des Quecksilberbogens (Physica **6**, 299-302, Maart 1939).

De door Unsöld afgeleide uitdrukking voor de intensiteit van het continue spectrum van de hooge druk kwikboog wordt nauwkeurig getoetst aan de metingen. De gemeten intensiteit blijkt ongeveer tienmaal zoo groot als de berekende. Door de onzekerheid van verschillende in de berekening gebruikte grootheden kan een onnauwkeurigheid van deze orde van grootte echter geheel worden verklaard, zoodat het toch mogelijk is, dat de formule van Unsöld volkomen juist is.

In April 1939 is verschenen:

Philips Transmitting News **6**, no. 1:

M. van de Beek: Senderöhren mit forcierter Luftkühlung.

Die Philips Schiffahrtsfunkbake Type BRA 070/7.

Tj. Douma und P. Zijlstra: Die Kennlinienmaschine.

Übersicht über wissenschaftliche Veröffentlichungen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!